

1915.

LIBRARY
MICHIGAN STATE NORMAL
COLLEGE

No. 13.

ANNALEN DER PHYSIK.

HERGEGRÜNDET UND FORTGEFÜHRT DURCH

F. A. C. CREN, L. W. GILBERT, J. C. POGGENDORF, G. U. E. WIEDERMAN, P. DRUDE.

VIERTE FOLGE.

Band 47. Heft 5.

DER GANZEN REIHE 363. BANDUM 5. HEFT.

KURATORIUM:

M. PLANCK, G. QUINCKE,
W. C. RÖNTGEN, W. VOIGT, E. WARBURG.

UNTER MITWIRKUNG

DER DEUTSCHEN PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT

HERAUSGEGEBEN VON

W. WIEN UND M. PLANCK.

MIT EINER TAFEL.



LEIPZIG, 1915.

VERLAG VON JOHANN AMBROSIVS BARTH.
DÖRRIENSTRASSE 14.

Bestellungen auf die „Annalen“ werden von allen Buchhandlungen, von den
Postämtern und von der Verlagsbuchhandlung angenommen. Preis für den
in 24 Hefen (= 3 Bänden) ausgegebenen Jahrgang 54 M.

(Ausgegeben am 5. August 1915.)

Inhalt.

	Seite
1. W. Schlichter. Die spontane Elektronenemission glühender Metalle und das glühelektrische Element	578
2. Elisabeth Benedict. Bestimmung der wahren Temperatur fester Körper aus dem Schnittpunkt der logarithmischen Isochromaten im sichtbaren Spektrum. (Hiersu Tafel IX.) . . .	641
3. E. Gehreke u. L. Janicki. Die Abhängigkeit des photoelektrischen Aufladepotentials vom Material	679
4. E. A. Holm. Nachtrag zu der Arbeit: Berichtigung des Curie-Langevinschen Magnetisierungsgesetzes für die molekulare Weglänge	684
5. Martin Knudsen. Die maximale Verdampfungsgeschwindigkeit des Quecksilbers	697

Die Redaktion der Annalen wird von den umseitig genannten Herren besorgt. Den geschäftlichen Teil hat Herr Geh. Hofrat Prof. W. Wien übernommen, an den auch Manuskripte zu senden sind. Seine Adresse ist: Würzburg, Pleicherring 8.

Es wird gebeten, die Manuskripte druckfertig einzuliefern und in den Korrekturen den beim Druck für sie verwendeten Raum nicht zu überschreiten.

Die Verlagsbuchhandlung liefert 100 Sonderabdrücke jeder Arbeit kostenfrei. Falls ausnahmsweise mehr gewünscht werden, so muß dies bei Rücksendung des ersten Korrekturbogens an die Druckerei auf dessen erster Seite bemerkt werden. Alle anderen, die Sonderabdrücke betreffenden Mitteilungen bittet man an die Verlagsbuchhandlung zu richten.

Anderweitiger Abdruck der für die Annalen bestimmten Abhandlungen oder Übersetzung derselben innerhalb der gesetzlichen Schutzfrist ist nur mit Genehmigung der Redaktion und Verlagsbuchhandlung gestattet.

Die Zeichnungen sind in möglichst sorgfältiger Ausführung den Abhandlungen auf besonderen Blättern beizulegen (nicht in das Manuskript selbst einzuzichnen). Da die Figuren fortan möglichst in den Text eingefügt werden sollen, ist die Stelle des Manuskriptes recht genau anzugeben, wo sie hingehören.

Zitate sind am Rande oder unten auf den Seiten des Manuskriptes (nicht in dem Text selbst) und zwar möglichst in der in den „Fortgeschritten der Physik“ üblichen Form mit Angabe des Namens und Vornamens, der Band-, Seiten- und Jahreszahl aufzuführen.

ANNALEN DER PHYSIK.

VIERTE FOLGE. BAND 47.

1. *Die spontane Elektronenemission glühender Metalle und das glühelektrische Element; von W. Schlichter.*¹⁾

(Mitteilung aus dem Institut für angewandte Elektrizität an der Universität Göttingen.)

Inhaltsverzeichnis: Erster Abschnitt. Einleitung. I. Die Aufgabe. II. Verhältnis der Arbeit zu den bisherigen Untersuchungen. A. Spontane und erzwungene Wirkungsweise des Glühelementes. Der spontane Kurzschlußstrom. B. Problemstellung. C. Unter welchen Bedingungen können sämtliche von der Glühel Elektrode emittierten Elektronen die Gegenelektrode spontan erreichen und in dieselbe eintreten? D. Die Glühel Elektrode nach Erfüllung der genannten Bedingungen. 1. Verhalten der völlig reinen Elektrode. 2. Verhalten der nicht reinen Elektrode. E. Notwendigkeit einer besonderen Untersuchung über die spontane Elektronenemission. — Zweiter Abschnitt. Untersuchungen über die spontane glühelektrische Emission. I. Die Versuchsanordnung. A. Die Heizmethode. B. Der ältere Apparat. C. Störungen durch den Heizstrom. D. Der neue Apparat. E. Die Zuleitungen. F. Die geometrischen Verhältnisse. G. Das Vakuum. H. Schaltungsschema und Meßtechnik. II. Die Versuche an Platin. A. Anteil der positiven Emission im spontanen Kurzschlußstrom. B. Ein Kriterium für die Reinheit der Glühel Elektrode. C. Die Abhängigkeit des spontanen Kurzschlußstromes von der Glüheltemperatur. Spontane Temperaturcharakteristik. 1. Der allgemeine Charakter. 2. Die spontane Temperaturcharakteristik unter reinen Verhältnissen. a) Die Versuche selbst. b) Auswertverfahren. 3. Die spontane Temperaturcharakteristik unter nicht reinen Verhältnissen. a) Allgemeines. b) Die noch neue Elektrode. c) Künstliche Beeinflussung durch Zulassung von Luft. d) Rückfall. e) Die mit Salpetersäure behandelte Elektrode. D. Diskussion und Zusammenfassung. 1. Geltung der thermodynamischen Ableitung des Emissionsgesetzes für die unreine Elektrode. 2. Okklusion und Adsorption von Gasen. 3. Zustand bei starker positiver Emission. 4. Der reine Endzustand. 5. Vergleich der spontanen Konstanten mit denen der Sättigungsstrommethode. III. Versuche mit Nickel. A. Versuchsbedingungen. B. Die positive Emission. C. Das Verhältnis vom spontanen Strom zum Sättigungsstrom. D. Die Temperaturcharakteristiken des spontanen und des gesättigten Stromes. E. Die Endwerte der spontanen Temperaturcharakteristik. F. Versuche mit Wasserstoff. G. Reaktion auf Schwingungen. H. Diskussion. — Dritter Abschnitt. Das glühelektrische Element.

1) Gekürzte Göttinger Dissertation.

I. Einleitung. II. Das einfache Glühelement bei Entnahme elektrischer Arbeit. A. Allgemeines Schema und Untersuchungsmethode. B. Theorie der Arbeitscharakteristik auf Grund der Richardsonschen Geschwindigkeitsverteilung. C. Die experimentellen Ergebnisse. 1. Versuche an Platin. a) Versuche mit dem älteren Apparat. b) Versuche mit dem neuen Apparat. 2. Versuche an Nickel. 3. Zusammenfassung. III. Die Energetik des einfachen Glühelementes. A. Der thermodynamische Kreisprozeß. B. Der gesamte Umsetzungsprozeß mit Berücksichtigung der Wärmeleitung und Wärmestrahlung. 1. Definition des praktischen Nutzeffektes. 2. Die äußere Leistung L_a . 3. Die gesamte dem Element zugeführte Wärmemenge. 4. Größenordnung des praktischen Nutzeffektes. C. Der ohne Berücksichtigung des Strahlungsverlustes sich ergebende Nutzeffekt. Schluß.

Erster Abschnitt.

Einleitung.

I. Die Aufgabe.

Unter dem Namen „glühelektrische Erscheinungen“ sind seit einer Anzahl von Jahren physikalische Vorgänge bekannt, die sich im wesentlichen darin äußern, daß im Vakuum glühende Körper, insbesondere Metalle, die Fähigkeit zeigen, elektrisch geladene Teilchen auszusenden, die man auch ohne Zuhilfenahme eines befördernden Feldes auf einer kühler gehaltenen, gegenübergestellten Elektrode auffangen und in einem äußeren Kreis als Strom messen kann.

Während die anfänglich besonders bei tiefen Temperaturen und weniger gutem Vakuum auftretende *positive* Emission verhältnismäßig rasch mit der Zeit abklingt, bietet die meist erst bei höheren Glüh Temperaturen und gutem Vakuum zu beobachtende *negative* Emission das Bild einer zeitlich einigermaßen konstanten und auch sonst wohl definierten Erscheinung. Die Träger der positiven Entladung sind positive Ionen; die nach Abklingen der positiven allein übrigbleibende negative Emission dagegen besteht aus reinen Elektronen. Diese verlassen nach Art eines Verdampfungsprozesses das — nach Auffassung der Elektronentheorie der metallischen Leitung — an freien Leitungselektronen reiche Metall in einer durch die Natur des Metalles und die Temperatur bestimmten gesetzmäßigen Weise.¹⁾

Die von dem glühenden Metall ausgehenden Elektronen

1) O. W. Richardson, Jahrb. d. Radioaktivität u. Elektronik 1. 1904.

laden die ihnen gegenübergestellte kühlere Elektrode negativ, während die Glühelektrode selbst durch den Verlust negativer Elektronen positiv wird; es entsteht zwischen beiden eine Potentialdifferenz.

Verbindet man die heiße und die kalte Elektrode durch eine äußere Leitungsbahn, so stellt die Anordnung in bezug auf diese ein Element dar, welches dauernd Energie an die Leitungsbahn abgibt.

Diese Energie entstammt durch Vermittlung des Elektronenverdampfungsprozesses der Wärmequelle, welche die Temperaturdifferenz der Elektroden aufrecht erhält. Prinzipiell ist hier also eine Möglichkeit gegeben, Wärmeenergie direkt in elektrische Energie zu verwandeln. Im Hinblick darauf, daß eine *rationelle* Methode dieser Art von großer technischer Bedeutung sein würde, veranlaßte mich Herr Prof. H. Th. Simon, die Möglichkeit und die Arbeitsweise eines solchen „Glühelementes“ experimentell und theoretisch zu untersuchen.

II. Verhältnis der Arbeit zu den bisherigen Untersuchungen.

A. Spontane und erzwungene Wirkungsweise des Glühelementes. — Der spontane Kurzschlußstrom.

In Anbetracht der großen Zahl von experimentellen Untersuchungen, die zurzeit über glühelektrische Erscheinungen vorliegen, mochte es zunächst scheinen, als ob die gestellte Aufgabe im unmittelbaren Anschluß an diese in Angriff genommen werden könnte. Dies ist jedoch nicht der Fall. Allerdings sind eine Reihe wichtiger Resultate der bisherigen Forschung auch für diese Arbeit als von grundlegender Bedeutung erkannt und verwertet worden. Im übrigen aber erwies es sich als notwendig, die Untersuchungsmethode dem Ziel der Arbeit entsprechend wenigstens in einem Punkte neu zu orientieren.

Die Untersuchung der glühelektrischen Erscheinungen pflegt nämlich im allgemeinen in folgender Weise vorgenommen zu werden. Man schaltet, wie es Fig. 1a¹⁾ schematisch zeigt,

1) Um die Verhältnisse vorläufig nicht unnötig zu komplizieren, ist dabei angenommen, daß die Elektrode nicht wie sonst üblich elektrisch, sondern durch Einstrahlung geheizt wird.

in den aus Glühelektrode, Vakuum, kalter Elektrode und Galvanometer gebildeten Stromkreis eine regulierbare elektromotorische Kraft von solcher Richtung ein, daß sie die an der Glühelektrode erzeugten Elektronen befördert. Man erhält dann als Funktion dieser elektromotorischen Kraft einen Strom, der schließlich in bekannter Weise dem Grenzwert der Sättigung zustrebt. Da die Sättigung dadurch bedingt ist, daß das Hilfsfeld ebenso viele Elektronen wegführt, als in derselben Zeit erzeugt werden, so dient der Sättigungsstrom als ein Maß für die an der Glühelektrode in der Zeiteinheit *unter diesen Bedingungen* erzeugten Elektronen.

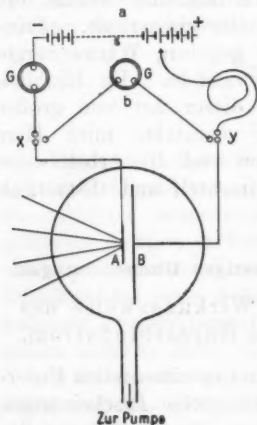


Fig. 1a u. 1b.

G = Galvanometer
S = Regulierbare E.M.K.
A = Glühelektrode
B = Gegenelektrode

a = erzwungen

b = spontan (kurzgeschlossen).

Diese nach der Methode der Sättigung ausgeführten Untersuchungen aber stehen, wie man leicht einsieht, schon deshalb außerhalb unseres Problems, weil das Glühelement hier, vom energetischen Standpunkt aus betrachtet, lediglich die Rolle eines Verbrauchers von Energie spielt. Der in diesem Kreis fließende glühelektrische Strom steht unter dem Zwang der eingefügten Hilfsspannung; wir wollen ihn deshalb einen *erzwungenen Strom* nennen, und allgemein in diesem Fall von einer *erzwungenen Wirkungsweise* des Glühelementes sprechen.

Als Generator, im Sinne unserer Aufgabe, kann das Element nur dann wirken, wenn die Elektronen ohne jede äußere Unterstützung die kühlere Gegenelektrode erreichen, diese aufladen und unter der Wirkung der so selbst geschaffenen Potentialdifferenz durch den äußeren Kreis zur Glühelektrode zurückströmen. Den einfachsten Fall dieser Art zeigt Fig. 1b. Sie ergibt sich aus Fig. 1a lediglich dadurch, daß wir die Hilfsspannung gänzlich fortlassen und von den Enden der Elektrodenzuführungen unmittelbar zu den Klemmen des Meßgalvanometers gehen. Setzen wir dabei bis auf weiteres

voraus — was bei der Sättigungsstrommethode nicht notwendig ist —, daß sowohl die beiden Elektroden, als auch ihre Zuleitungen bis zu den auf Zimmertemperatur befindlichen Punkten X und Y aus einem und demselben Material bestehen, so sind in diesem Kreis keinerlei besondere Spannungen mehr wirksam. (Von den sehr kleinen, durch den Thomson-effekt bedingten Potentialdifferenzen längs der Zuführungen können wir, da diese selbst bei Temperaturdifferenzen von 1000° nur etwa $\frac{1}{100}$ Volt betragen, absehen.)

In diesem Falle arbeitet also das Glühelement vollkommen aus sich selbst heraus. Wir wollen deshalb von einer *spontanen Wirkungsweise* des Glühelementes sprechen und die in einem solchen Kreis fließenden Ströme *spontane Ströme* nennen.

Diese spontane Wirkungsweise ist es, der sich im Gegensatz zur bisherigen Forschung unser eigentliches Interesse zuzuwenden hat. Wir knüpfen zunächst an die Schaltung 1b eine Bemerkung an. Der in diesem Kreis fließende spontane Strom hat gegenüber denjenigen erst später zu behandelnden Fällen, wo erhebliche Widerstände in den Kreis eingeschaltet werden, folgende speziellere Bedeutung. Der aus den Zuleitungen zu den Elektroden und dem Meßgalvanometer bestehende gesamte Widerstand w gibt zusammen mit dem sehr kleinen glühelektrischen Strom i_0 ein Ohmsches Spannungsgefälle $i_0 w$, das stets kleiner als $\frac{1}{1000}$ Volt gehalten werden kann. Da diese Spannung zugleich die Potentialdifferenz der beiden Elektroden darstellt, verhält sich bei dieser Schaltung, wie aus späteren Überlegungen genauer hervorgehen wird, das Glühelement praktisch genau so, als ob es völlig kurz geschlossen wäre. Wir nennen deshalb den bei der Anordnung 1b beobachteten spontanen Strom i_0 spezieller den *spontanen Kurzschlußstrom* des Elements. Er stellt die eigentliche Fundamentalgröße unseres Glühelementes dar, und unsere Untersuchungen werden demgemäß von ihm ausgehen müssen.

B. Problemstellung.

Der soeben eingeführte spontane Kurzschlußstrom pflegt im allgemeinen nicht besonders untersucht zu werden. Er erscheint lediglich als der Spezialfall, in dem die eingefügte Hilfsspannung den Wert 0 hat. Gleichwohl kann man aus denjenigen Versuchen, die sich mit der Abhängigkeit des glühelektrischen Stromes von der eingefügten Hilfsspannung

beschäftigen, erkennen, daß der beim Einschalten der Hilfsspannung erzwungene Strom stets größer ausfällt, als der spontane Kurzschlußstrom. Der spontane Kurzschlußstrom ist also auch stets viel kleiner als der zugehörige Sättigungsstrom. Dies gilt nicht nur etwa für eine erstmalig geglühte Elektrode, bei der man noch mit einer erheblichen positiven Emission zu rechnen hat, sondern auch, wenn nach öfterem Ausglühen die Elektronenemission allein vorhanden ist.

Unter der befördernden Wirkung einer Hilfsspannung fließen demnach stets mehr Elektronen als unter spontanen Bedingungen.

Angesichts dieser allgemeinen Erfahrung erhob sich für uns die grundlegende Frage: Ist dieser Unterschied zwischen der spontanen und der erzwungenen Wirkung lediglich darauf zurückzuführen, daß spontan zwar ebenso viele Elektronen aus der Glühelektrode austreten, wie unter der Wirkung der Hilfsspannung, aber zum Teil durch Bedingungen *zwischen den Elektroden* verloren gehen und erst durch die Hilfsspannung auf die Strombahn gezwungen werden, oder aber werden unter der Wirkung der Hilfsspannung auch *an sich mehr Elektronen emittiert*, als ohne eine solche spontan aus der Glühelektrode austreten.

Im ersteren Falle ist der Unterschied zwischen spontaner und erzwungener Wirkung ein mehr formaler. Es werden gewisse Forderungen an die Versuchsbedingungen, insbesondere hinsichtlich der geometrischen Verhältnisse, des Vakuums u. dgl. zu stellen sein, um zu ermöglichen, daß alle diejenigen Elektronen, die sonst erst erzwungen fließen, auch schon spontan die Gegenelektrode erreichen und in dieselbe eintreten. Im zweiten Falle aber würde die Verschiedenheit der Zahl der austretenden Elektronen auf eine Verschiedenheit des Austrittsvorganges selbst hinweisen. Wir hätten dann in viel mehr prinzipieller Weise zwischen einer Elektronenemission unter spontanen Bedingungen und einer solchen bei Sättigung zu unterscheiden.

C. Unter welchen Bedingungen können sämtliche von der Glühelektrode emittierten Elektronen die Gegenelektrode spontan erreichen und in dieselbe eintreten?

Es handelt sich dabei in erster Linie um folgende Punkte:

1. Sollen alle emittierten Elektronen die Gegenelektrode erreichen können, so müssen die *geometrischen Bedingungen* solche sein, daß die Gegenelektrode möglichst die ganze wirksame Winkelöffnung der Glühelektrode besetzt hält, so daß keine, oder nur vernachlässigenswert wenig Elektronen, von der Glühelektrode ausgehend, an der Gegenelektrode vorbeifliegen können.

2. Das *Vakuum* muß so gut sein, daß ein Elektron auf seiner geradlinigen Bahn von der Glühelektrode zur Gegenelektrode nicht mehr von Molekülen aufgehalten werden kann, d. h. daß seine freie Weglänge durch die Molekülschar groß ist gegen den von ihm zurückzulegenden Weg. Da sich die emittierten Elektronen nach den Richardsonschen Versuchen über ihre Geschwindigkeitsverteilung¹⁾ wie ein ideales Gas von der Temperatur der Glühelektrode verhalten, so berechnet sich, wenn man die Elektronen im Vergleich mit den Molekülen als punktförmig betrachten darf, ihre mittlere freie Weglänge durch ein materielles Gas hindurch nach den Prinzipien der kinetischen Gastheorie als $\frac{1}{4}$ der freien Weglänge, die den Molekülen des materiellen Gases bei der betreffenden Temperatur unter sich zukommt.²⁾

Berechnet man danach die mittlere freie Weglänge von Elektronen, die sich als ein ideales Gas von Zimmertemperatur in Luft von Zimmertemperatur bewegen, so ergibt sich folgende Tabelle:

Tabelle I.

Luftdruck p		Mittl. fr. Weglänge der Elektronen d. d. Molek.
1	mm Hg	0,03 cm
0,1	" "	0,3 "
0,01	" "	3 "
0,001	" "	30 "
0,0001	" "	300 "

Für die gleichen Drucke höherer Temperatur werden diese freien Weglängen noch größer. Doch wollen wir die angegebenen Zahlen auch für die Weglänge der glühelektrisch.

1) O. W. Richardson, Phil. Mag. 16. p. 353 u. 890. 1908.

2) G. Jäger, Die Fortschritte der kinetischen Gastheorie (Sammlung „Die Wissenschaft“).

emittierten Elektronen durch das zwischen den Elektroden befindliche Gas von höherer Temperatur als untere Grenzwerte beibehalten.

Wie man aus dieser Tabelle sieht, hat man bei dem üblichen Elektrodenabstand von etwa 5 mm schon bei einem Vakuum von $p = 0,01$ mm Hg nicht mehr zu befürchten, daß Elektronen von Molekülen aufgehalten werden. Ein solches Vakuum ist aber bekanntlich leicht zu erreichen und auch bei den meisten bisherigen Versuchen vorhanden.

8. Eine dritte Ursache, die in vielen Fällen für den Unterschied zwischen spontanem Kurzschlußstrom und Sättigungsstrom verantwortlich gemacht werden muß, ist die beinahe ausnahmslos bei den glühelektrischen Versuchen angewendete direkte elektrische Heizung. Die meist in Form eines Drahtes oder eines schmalen dünnen Streifens vorliegende Glühelektrode wird dabei von einem starken, elektrischen Heizstrom durchflossen, der längs der Elektrode ein nicht unbeträchtliches Spannungsgefälle hervorruft. Abgesehen davon, daß es unter diesen Umständen schwer hält, das mittlere Potential der Glühelektrode immer gleich dem der Gegenelektrode zu halten und so den spontanen Fall zu realisieren, verursacht das durch das Spannungsgefälle längs der Glühelektrode vorhandene Feld eine Ablenkung der verhältnismäßig langsamen Elektronen, also eine Krümmung der Flugbahnen, die die emittierten Elektronen zum Teil wieder nach mehr positiven Teilen der Glühelektrode zurückführen kann.

Schaltet man unter diesen Umständen die befördernde Spannung ein, so wird das zwischen den Elektroden geschaffene Hilfsfeld dahin wirken, daß auch diese durch das Ohmsche Spannungsgefälle des Heizstromes abgelenkten Elektronen der Gegenelektrode zugeführt werden; der erzwungene Strom muß also größer werden als der spontane.

Wie man sieht, verliert im Falle der direkten elektrischen Heizung überdies der spontane Strom seine sonst wohldefinierte Bedeutung, da er ja von der zufälligen Stärke des Heizstromes und dem Widerstand der Glühelektrode abhängig wird. Dieser Umstand und die Schwierigkeit, die direkte elektrische Heizung ganz zu entbehren, mag es mit sich gebracht haben, daß man sich beinahe von selbst auf die Sättigungsstrommethode hingewiesen sah, und die an sich natürlichere, spontane Methode nicht ausgebildet wurde.

4. Nehmen wir nun aber an, die Bedingungen, die wir soeben an die geometrischen Verhältnisse und an das Vakuum gestellt haben, seien erfüllt, und wir heizten die Glühelktrode nicht direkt elektrisch, sondern rein thermisch, etwa durch Einstrahlung von Wärmestrahlen, wie es in den Figg. 1a und 1b vorausgesetzt wurde, so ist zu erwarten, daß alle spontan aus der Glühelktrode austretenden Elektronen auch spontan die Gegenelektrode *erreichen*.

Sie werden dann auch in dieselbe eintreten, wenn man von einer Reflexion an der Metalloberfläche absehen darf. Über diesen Gegenstand liegen auf glühelktrischem Gebiete keinerlei Untersuchungen vor. Aber auch auf lichtelektrischem Gebiete scheint die Frage noch nicht genügend geklärt zu sein.¹⁾ Der Beobachtung Hulls²⁾, daß die lichtelektrisch emittierten Elektronen an Silberplatten zu weniger als 1 Proz. reflektiert werden, stehen Untersuchungen Baeyers³⁾ gegenüber, die für das Vorhandensein einer Reflexion langsamer Elektronen an Metallen gedeutet werden können. Wir müssen daher die Entscheidung über die Frage, ob für die glühelktrisch emittierten Elektronen eine solche Reflexion besteht, späteren Ausführungen dieser Arbeit⁴⁾ vorbehalten und solange die stets bei den glühelktrischen Untersuchungen stillschweigend gemachte Annahme, eine solche Reflexion finde nicht statt, übernehmen.

Wir setzen also voraus, daß nach Erfüllung der unter 1—3 genannten Bedingungen die spontan emittierten Elektronen *nicht nur* sämtliche die Gegenelektrode *erreichen*, sondern auch von ihr *aufgenommen werden* und somit sämtliche im spontanen Kurzschlußstrom gemessen werden.

D. Die Glühelktrode nach Erfüllung der genannten Bedingungen.

1. Verhalten der völlig reinen Elektrode.

Wenn also nach Erfüllung der genannten Bedingungen durch Einfügen einer Hilfsspannung der glühelktrische Strom verstärkt wird, so kann man dies nur so verstehen, daß unter

1) P. Lenard, Ann. d. Phys. 40. p. 424ff. 1912.

2) A. W. Hull, Beibl. z. Ann. d. Phys. 37. p. 979. 1913.

3) O. v. Baeyer, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. 10. p. 96 u. 953. 1908.

4) Vgl. Anmerkung auf p. 602.

der Wirkung des zwischen den Elektroden vorhandenen Feldes mehr Elektronen als unter spontanen Bedingungen *emittiert werden*.

Dies ist aber für eine vollkommen metallisch reine Glüh-elektrode unmöglich. Denn die Zahl der austretenden Elektronen ist völlig bestimmt durch den Elektronenmechanismus im Innern des Metalles und unabhängig von dem erst jenseits der Metalloberfläche beginnenden Feld. Die elektrischen Kräfte aber, die durch ein solches Hilfsfeld in der Oberfläche der Glüh-elektrode selbst hervorgerufen werden, sind selbst bei Hilfsspannungen von mehreren 100 Volt immer noch verschwindend klein gegen diejenigen, welche die Elektronen auf der Glüh-elektrode zurückhalten. Diese letzteren sind zu berechnen aus der Austrittsarbeit, die die Elektronen beim Verlassen des Metalles zu leisten haben und die nach der allgemeinen Erfahrung einer elektrischen Arbeit gegen eine in der Oberfläche vorhandene Potentialdifferenz von mehreren Volt entspricht. Diese Potentialdifferenz ist innerhalb einer Schicht von molekularen Dimensionen wirksam und stellt so ein außerordentlich starkes, nach dem Metallinneren zurückziehendes Feld dar.

Wir kommen also zu folgender wichtiger Erkenntnis. Für eine metallisch tadellos reine Glüh-elektrode müßte unter den genannten Bedingungen zu erwarten sein, daß die Zahl der emittierten Elektronen von dem zwischen den Elektroden vorhandenen Hilfsfeld unabhängig ist. Der spontane Kurzschlußstrom müßte gegen Einschalten von Hilfsspannungen gänzlich unempfindlich sein; spontaner Kurzschlußstrom und Sättigungsstrom würden identisch, ihr Verhältnis gleich 1.

2. Verhalten der nicht reinen Elektrode.

Es ist von verschiedenen Seiten, in neuerer Zeit mit immer größerem Nachdruck, darauf hingewiesen worden, daß selbst eine lange ausgeglühte Elektrode keineswegs in so weitgehendem Maße, wie soeben vorausgesetzt, als metallisch rein angesehen werden kann. Man hat im allgemeinen damit zu rechnen, daß in die Oberfläche des Metalles eine wenig definierte Schicht von adsorbierten Gasen u. dgl. gleichsam eingewoben ist, die von wechselnder und zufälliger Zusammensetzung das glüh-elektrische Phänomen in äußerst unsteter Weise zu be-

einflussen imstande ist. Ist diese Schicht vorhanden, so muß sie eine Brücke zwischen dem reinen Elektrodenmetall und dem Vakuum bilden und so die vorhin vorausgesetzte scharfe Grenze zwischen dem Metall und dem Vakuum verwischen.

Wir wollen in diesem Falle nicht den reinen Metallkörper selbst, sondern das ganze aus diesem und der in ihn eingewobenen Schicht von Verunreinigungen bestehende Gebilde als die insgesamt wirksame Glühelektrode betrachten. In diesem Zustand stellt die Elektrode ein bedeutend komplizierteres System dar, als in rein metallischem Zustand. In der Regel wird beobachtet, daß die durch Verunreinigungen modifizierte Elektrode mehr Elektronen aussendet, als die metallisch reine. Andererseits hat man mit der Möglichkeit zu rechnen, daß die in die Oberfläche eingewobene und derselben zum Teil vorgelagerte, adsorbierte Schicht die aus dem Metallinnern stammenden Elektronen aufnimmt und zurückhält.

Jedenfalls aber wird, wenn unter solchen Umständen eine Hilfsspannung eingefügt und so zwischen den Elektroden ein Feld geschaffen wird, dieses zum Teil in diese Schicht fallen, und sowohl die aus dem Metall stammenden und in der Schicht verfangenen, als auch die etwa in der Schicht selbst erzeugten Elektronen, in vermehrter Zahl in das freie Vakuum befördern.

Daraus ergibt sich allgemein: Die unreine Elektrode wird unter der Wirkung einer Hilfsspannung stets mehr Elektronen emittieren können, als unter spontanen Bedingungen.

E. Notwendigkeit einer besonderen Untersuchung über die spontane Elektronenemission.

Aus diesen Überlegungen folgt, daß die hier besonders interessierende, durch den spontanen Kurzschlußstrom gemessene Emission nicht dieselbe Größe und auch nicht dieselbe Gesetzmäßigkeit zu zeigen braucht, wie die in der üblichen Weise durch den Sättigungsstrom gemessene; jener ideale Reinheitsgrad aber, in dem beide Erscheinungen identisch werden müßten, ist, wie die geringe Übereinstimmung der für ein bestimmtes Elektrodenmaterial erhaltenen Resultate zeigt, schwer erreichbar und sicher bei den bis jetzt vorliegenden Versuchen nur vereinzelt vorauszusetzen. Die nach der Sättigungsstrommethode durchgeführten Versuche können daher

nicht ohne weiteres Auskunft darüber geben, wie sich die entsprechenden Vorgänge unter spontanen Bedingungen abspielen würden.

Es ergab sich deshalb die Notwendigkeit, neue Versuche unter dem durch unser Thema vorgeschriebenen Gesichtspunkt der *spontanen* Elektronenemission in Angriff zu nehmen, um so die für die Behandlung des eigentlichen Themas unentbehrliche physikalische Grundlage zu schaffen.

Zweiter Abschnitt.

Untersuchungen über die spontane glühelektrische Emission.

I. Die Versuchsanordnung.

A. Die Heizmethode.

Die Untersuchung der *spontanen* glühelektrischen Emission macht eine von dem bisherigen abweichende Versuchsanordnung notwendig. Es handelte sich vor allem darum, die allgemein angewendete direkte elektrische Heizung durch eine solche von rein thermischem Charakter zu ersetzen. Die in Fig. 1 dargestellte Versuchsanordnung ist praktisch wenig brauchbar. Man kommt jedoch dem durch die Einstrahlung repräsentierten Ideal verhältnismäßig nahe, wenn man das Vakuumgefäß aus Quarzglas herstellt und die auf der Vakuumseite der Quarzwand anliegende Glühelektrode durch die Quarzwand hindurch mit einem außen angebrachten gewöhnlichen elektrischen Widerstandsofen heizt. Nach diesem Prinzip wurden zwei Apparate gebaut. Der ältere Typ ist in Fig. 2a, der neuere in Fig. 2b veranschaulicht. Beide Apparate wurden zunächst mit Platinelektroden ausgestattet und sollen der Einfachheit halber unter dieser Voraussetzung beschrieben werden.

B. Der ältere Apparat.

Der ältere Apparat besteht aus 2 koaxialen Quarzröhren, deren an den Enden versiegelter Zwischenraum evakuiert werden kann. Die so gebildete Doppelröhre wird mit geringem Luftzwischenraum in der zylindrischen Höhlung eines elektrischen Ofens frei schwebend befestigt, so daß der mittlere Teil der äußeren Röhre in gleichmäßiger Glut gehalten werden kann.

Auf der inneren Seite der äußeren Röhre liegt die zu glühende Platinfäche *A* in Form eines geschlitzten Zylinder elastisch an; in der Figur schraffiert gezeichnet.

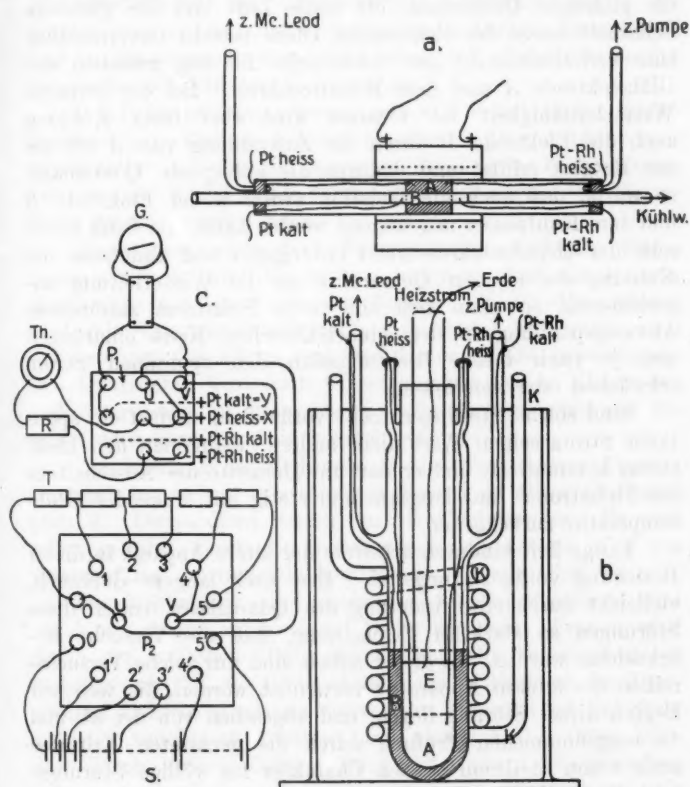


Fig. 2a, b, c.

Der über dem mittleren Teil des engeren Quarzrohres wie eine Hülse übergeschobene Platinzylinder *B* bildet, ohne Berührung innerhalb *A* schwebend, die kühlere Gegenelektrode. *B* wird dadurch gekühlt, daß man durch die an den Enden etwas vorstehende engere Quarzröhre unmittelbar fließendes Wasser schickt.

C. Störungen durch den Heizstrom.

Diese ältere Konstruktion hat folgenden Nachteil. Durch die glühende Quarzwand, die heiße Luft und die glühende Schamotte Masse des elektrischen Ofens besteht unvermeidlich eine verhältnismäßig gute elektrische Leitung zwischen der Glühelektrode *A* und dem Heizstromkreis. Bei der geringen Wärmeleitfähigkeit des Quarzes wird aber trotz Kühlung auch die Elektrode *B* durch die Zustrahlung von *A* oft bis zur Rotglut erhitzt und dadurch die anliegende Quarzmasse so warm, daß auch die Isolation zwischen der Elektrode *B* und dem Kühlwasser ungenügend werden kann. Ist dann einerseits der Heizstromkreis nicht erdungsfrei und andererseits die Kühlung der inneren Quarzröhre an die Wasserleitung angeschlossen, so kann sich eine vom Heizstrom stammende Abzweigspannung in den glühelektrischen Kreis eindringen und je nach ihrem Richtungssinn den spontanen Strom schwächen oder verstärken.

Sind solche Störungen nicht vorhanden, so darf ein spontaner Strom seinen Wert nicht ändern, wenn man den Heizstrom kommutiert, und er darf im Momente des Ausschaltens des Heizstromes nur langsam und stetig mit sinkender Glüh-temperatur zurückgehen.

Lange Zeit hindurch arbeitete der ältere Apparat in dieser Beziehung völlig störungsfrei. Erst nach langem Gebrauch, vielleicht durch eine Änderung des Quarzglases, traten diese Störungen so stark in Erscheinung, daß die Versuche unbrauchbar wurden. In dieser Arbeit sind nur solche Versuchsreihen der älteren Apparatur verwendet worden, die weit vor Beginn dieser Störung liegen, und abgesehen von der ab und zu vorgenommenen Prüfung durch die genannten Kriterien auch schon in ihrem ganzen Charakter für völlige Störungsfreiheit sprechen.

D. Der neue Apparat.

Der in Fig. 2b gezeichnete neue Versuchsapparat besitzt gegenüber dem älteren Typ den großen Vorzug, daß die zu kühlende Elektrode *B* die äußere ist und dadurch eine ungeeordnete Kühlung ermöglicht. Der Apparat besteht wesentlich aus einer doppelwandigen Quarzröhre, die in ihrer Grundform

etwa einem Dewarschen Gefäß gleicht. Der Zwischenraum der beiden Röhren wird evakuiert. Die Glühelektrode *A* umkleidet in Form eines (bis zur gestrichelten Linie reichenden) Platinbechers auf der Vakuumseite die unterste Kuppe der inneren Röhre. Die schraffiert gezeichnete kühlere Elektrode *B* liegt in Form eines weiteren und höheren Platinbechers an der Innenseite der äußeren Wandung an.

Die Heizeinrichtung besteht aus einem mit Platindrähten durchzogenen kleinen Schamottekörper. Dieser Heizkörper steckt selbst in einem seinen oberen Rand etwas überragenden Platinbecher *E*, der dann durch einen angeschweißten Platindraht geerdet werden kann.

Diese ganze mit dem Erdungsbecher umhüllte kleine Heizeinrichtung wird bis in den untersten Teil der inneren Quarzröhre hinabgelassen; der übrige Teil des Quarzrohres wird mit Quarzsand aufgefüllt, aus dem lediglich die zwei Zuführungen des Ofens und der Erdungsdraht herausragen. Das Quarzgefäß wird nach Einsetzung der beiden Elektroden und ihrer noch zu besprechenden Zuführungen bis auf die vier Quarzröhrchen völlig zugeschmolzen.

Zur Kühlung der Elektrode *B* wird dieser ganze Apparat zunächst in ein mit destilliertem Wasser gefülltes Glasgefäß gestellt. Dieses dient jedoch nur als Kühlreservoir. Es wird selbst gekühlt durch die insbesondere den unteren Teil des Quarzgefäßes umwindende Kühlschlange *K* aus Glas.

Der Möglichkeit einer Störung durch den Heizstrom wird bei dem Apparat auf zweierlei Weise begegnet. Erstens wird durch den zwischen Glühelektrode und Ofen eingeschalteten Erdungsbecher *E* die Glühelektrode vor Wirkungen des Heizstromes elektrostatisch geschützt; ihr Potential ist auf ihrer ganzen Ausdehnung konstant und gleich Null. (Man kann dies durch äußere Erdung ihrer Zuleitung noch besonders betonen.) Zweitens, selbst dann, wenn die Kühlschlange, wie tatsächlich der Fall, von geerdetem, der Leitung entnommenem Kühlwasser durchflossen wird, bleibt *B* durch die kalte Glaswand der Kühlschlange *K* von Erde genügend isoliert.

E. Die Zuleitungen.

Sowohl bei dem alten als auch bei dem neuen Apparat gehen nicht nur von der Glühelektrode *A*, sondern auch von *B*

jeweils ein reiner Platindraht und ein Platinrhodiumdraht nach außen. Die beiden reinen Platindrähte sind die eigentlichen Zuleitungen des Glühelementes. Je ein Platinrhodiumdraht aber bildet mit dem von derselben Elektrode herausführenden reinen Platindraht ein Thermoelement, das zur Messung der Temperatur der betreffenden Elektrode dienen kann.

F. Die geometrischen Verhältnisse.

Bei dem neuen Apparat beträgt die gesamte glühende Fläche der Elektrode A 23 qcm. Sie wird praktisch vollkommen von der Gegenelektrode B umschlossen. Der spontane Kurzschlußstrom i_0 durch 23 dividiert, gibt also die Kurzschlußstromdichte j_0 .

Bei dem älteren Apparat liegt die glühende Elektrode außen, die kühlere innen. Die geometrischen Verhältnisse sind der nachstehenden Fig. 3 zu entnehmen. Die Maße sind in Millimetern gegeben. Die glühende Fläche A beträgt hier 4,8 qcm. Aber nicht alle von dieser Fläche ausgesandten Elektronen können nach B gelangen. Es gehen nämlich alle diejenigen verloren, die, wie in der umstehenden Schnittfigur Fig. 4 angedeutet, nahezu streifend A verlassen und an B vorbei wieder in andere Teile von A zurückfliegen.

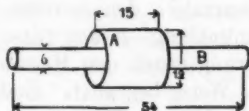


Fig. 3.



Fig. 4.

Um in solchen Fällen zu berechnen, welcher Teil aller emittierten Elektronen die Gegenelektrode geometrisch erreichen kann, muß man von dem von Richardson für die austretenden Elektronen gefundenen Geschwindigkeitsverteilungsgesetz¹⁾ ausgehen, und daraus ein *Richtungsverteilungsgesetz* herleiten. Führt man die etwas umständliche, rein formale Rechnung aus, so kommt man zu dem plausiblen Ergebnis: für die glühelektrische Emission gilt genau dasselbe *Richtungsverteilungsgesetz*, wie für die von derselben Fläche ausgehende Strahlung.

1) O. W. Richardson, Phil. Mag. 16. p. 353 u. 890. 1908.

Die von A ausgehende Strahlung würde aber unter den skizzierten Verhältnissen gerade zur Hälfte auf B auftreffen. Von der Gesamtheit der von A emittierten Elektronen können also ebenfalls nur gerade die Hälfte nach B gelangen, oder wie wir auch sagen können: die in der Winkelöffnung nach B glühelektrisch wirksame Fläche ist nicht 4,8, sondern nur 2,4 qcm. Wir erhalten also bei Benutzung des älteren Apparates die (auf 1 qcm glühender Fläche bezogene) Kurzschlußstromdichte j_0 , indem wir den beobachteten Kurzschlußstrom i_0 durch 2,4 dividieren.

G. Das Vakuum.

Die Evakuierung geschah mit Hilfe einer (Quecksilber-) Gaedepumpe. Die bei der Pumpe befindlichen Schiffe und Hähne waren mit Ramsayfett gefettet. Am Apparat selbst und in seiner nächsten Nähe wurde ausschließlich mit Siegelack gedichtet. Der Apparat befand sich stets zwischen MacLeod und Pumpe. Dank der Reinheit der verwendeten Materialien — Quarz und Platin — ließ sich nach längerem Glühen bei hoher Temperatur ein Vakuum von dem Druck $p < 10^{-3}$ mm Hg, bis etwa $p = 10^{-4}$ mm Hg erreichen, und bei unausgesetztem Pumpen während der Versuche dauernd erhalten. Quecksilberdämpfe waren zugelassen; sie haben nach Richardson keinerlei Einfluß auf die Emission.¹⁾

H. Schaltungsschema und Meßtechnik.

Das in Fig. 2c gezeichnete Schaltungsschema gestattet in bequemer Weise sowohl den glühelektrischen Kreis kurz zu schließen, als auch Widerstände und Spannungen in denselben einzufügen und die in diesen Kreisen fließenden glühelektrischen Ströme mit dem stets eingeschalteten Galvanometer zu messen. Gleichzeitig konnten, ohne diese Hauptmessungen zu stören, sowohl die Temperatur der glühenden als die der kühleren Elektrode thermoelektrisch bestimmt werden.

P_1 und P_2 sind Paraffinblöcke mit Quecksilbernäpfen. P_1 erhält von rechts die vier vom Glühelement kommenden Zuleitungen. Die Zuleitungen der Glühelektrode sind mit der Bezeichnung „heiß“, die der gekühlten Elektrode mit der

1) O. W. Richardson, Phys. Zeitschr. 1913. p. 793.

Bezeichnung „kalt“ versehen. „Platinheiß“ und „Platinkalt“ sind identisch mit den Polen des Glühelementes X und Y der Fig. 1b. Man kann die diesen Punkten zugehörigen Näpfe erstens direkt mit den nach dem Galvanometer führenden Näpfen verbinden, oder aber zweitens Y zwar direkt nach dem Galvanometer führen, von X aber erst nach dem Punkte U gehen und zwischen U und V durch den Schalter P_2 entweder Spannungen S oder Widerstände T einfügen. T bedeutet eine Reihe von besonders abgestuften Tuschewiderständen, S eine Batterie von Trockenelementen.

Das Galvanometer wurde bei den älteren Messungen direkt verwendet. Die Empfindlichkeit war dann $1\text{ cm} = 7,5 \cdot 10^{-9}$ Amp.; bei den neueren Versuchen wurde es stets zusammen mit einem Ayrton'schen Nebenschlußwiderstand benutzt. Dieser gestattete die normale Empfindlichkeit $1\text{ cm} = 10^{-8}$ Amp. auf $\frac{1}{8}$, $\frac{1}{10}$, $\frac{1}{100}$, $\frac{1}{1000}$ und $\frac{1}{10000}$ abzustufen. In allen diesen Fällen war der Spannungsabfall der glühelektrischen Ströme längs des Galvanometerwiderstandes so klein, daß er unbedenklich vernachlässigt werden konnte.

Zur Messung der Temperatur diente das Zeigergalvanometer Th . Es wurde durch Vorschaltwiderstand R auf genügend hohen Widerstand gebracht, so daß die Änderung des Widerstandes der Thermoelemente dagegen vernachlässigt und das Instrument selbst zur Messung der elektromotorischen Kraft der Thermoelemente verwendet werden konnte. Für die vier Zuleitungen des Glühelementes sind die von Heraeus besonders für thermoelektrische Temperaturmessung fabrizierten Drähte verwendet worden. Die dazu beigegebene, auf die Untersuchung der Reichsanstalt zurückgehende Eich-tabelle ist der Konstruktion der Eichkurve des Instrumentes Th zugrunde gelegt worden.

Die Genauigkeit, mit der die absolute Höhe einer bestimmten Glühtemperatur bestimmt werden konnte, betrug, bei Berücksichtigung aller Faktoren, etwa $\pm 10^\circ\text{C}$. Die relative Beobachtungsgenauigkeit aber, mit der beispielsweise eine bestimmte Temperatur konstant gehalten werden konnte, war natürlich viel größer. Da einer Fortschreitung um 100° ein Weiterrücken des Zeigers um etwa 6 Skalenteile entsprach und noch $\frac{1}{10}$ Skalenteile geschätzt werden konnten, war die Genauigkeitsgrenze, innerhalb der eine Temperatur konstant gehalten werden konnte, etwa $\pm 2^\circ\text{C}$.

Besondere Sorgfalt muß bei solchen glühelektrischen Untersuchungen auf die Isolation gelegt werden. Die Leitungen und die Instrumente wurden stets so gut erdschlußfrei gehalten, daß der zwischen *A* und *B* gelegene Isolationswiderstand in kaltem Zustand des Elementes größer als $4 \cdot 10^{10}$ Ohm war, während der größte verwendete Tuschewiderstand etwa 10^8 Ohm hatte.

Als Beispiel einer Schaltung ist in Fig. 2c diejenige angezeichnet, bei der in den glühelektrischen Kreis die zwischen 0 und 4 gelegenen Tuschewiderstände eingeschaltet sind, und bei der gleichzeitig mit dem Instrument *Th* die Temperatur der glühenden Elektrode gemessen wird.

II. Die Versuche an Platin.

A. Anteil der positiven Emission im spontanen Kurzschlußstrom.

Es ist bekannt, daß eine erstmalig geglühte Platinelektrode außer negativen Elektronen auch reichlich positive Ionen aussendet.¹⁾ Dies gibt sich stets darin zu erkennen, daß beim Einschalten einer Hilfsspannung nicht nur, wenn die Spannung in elektronenbeförderndem Sinne, sondern auch wenn sie entgegengesetzt gerichtet ist, starke Galvanometerausschläge erhalten werden.

In diesem Zustande wird die Elektrode auch *spontan* nicht nur Elektronen, sondern auch Ionen aussenden; der Kurzschlußstrom wird als ein Differenzstrom eines positiven und eines negativen Anteiles aufzufassen sein.

Um einen tieferen Einblick in die Art und Weise zu gewinnen, in der bei einer neuen Elektrode die positive und die negative Emission im Kurzschlußstrom zusammenwirken, war es nötig, bei konstanter Glühtemperatur über größere Zeiträume hin Beobachtungen des Kurzschlußstromes mit solchen der bei eingelegten Hilfsspannungen erhaltenen erzwungenen Ströme zu verbinden. Dabei haben wir hier zu unterscheiden zwischen positiv erzwungenen Strömen, wenn nämlich die Spannung in Richtung einer Beschleunigung der positiven Ionen, und negativ erzwungenen Strömen, wenn sie

1) O. W. Richardson, Jahrb. d. Radioaktivität u. Elektronik 1. 1904.

in Richtung der Beschleunigung von Elektronen eingeschaltet ist.

Diese Untersuchungen erwiesen sich jedoch einer systematischen Behandlung wenig zugänglich. Bei dem unruhigen Charakter aller in diesen Anfangszustand fallenden Vorgänge war insbesondere der spontane Kurzschlußstrom meist wenig beständig. Zudem ließen sich weder auf der Seite der positiv erzwungenen, noch auf derjenigen der negativ erzwungenen Ströme eindeutige Sättigungswerte erhalten.

Erst später, nach einigem Glühen und bei dauernder Verbesserung des Vakuums, nimmt der Kurzschlußstrom bestimmtere Werte an, und die erzwungenen positiven und negativen Ströme nähern sich bei Steigerung der Spannung genügend definierten Sättigungswerten, die wir kurz den positiven und negativen Sättigungsstrom nennen wollen.

Im folgenden mögen zwei mit dem neueren Apparat erhaltene Versuchsreihen wiedergegeben werden, die verhältnismäßig glücklich gelungen sind und wenigstens den *allgemeinen* Verlauf der Vorgänge genügend zu charakterisieren vermögen.

Bei der ersten, in Tabelle II dargestellten Versuchsreihe, wurde nach Erreichung einigermaßen definierter Verhältnisse die Temperatur der noch neuen Elektrode während 7 Stunden auf 900°C . konstant gehalten. Es bedeutet i_0 den spontanen Kurzschlußstrom, $+i_s$ den positiven, $-i_s$ den negativen Sättigungsstrom, p den am MacLeod abgelesenen Gasdruck in mm Hg.

Tabelle II.

Glühstunden	i_0	$+i_s$	p	$-i_s$
	$1=10^{-9}\text{ A}$	$1=10^{-9}\text{ A}$		
0	+ 22	+ 170	0,001	$- 3,8 \cdot 10^{-8}$
0,5	10,5	—		
1,0	7,2	47		
1,5	5,3	40		
2,0	3,85	30		
2,5	3,0	26		
3,0	2,3	22		
3,5	2,0	18		
4,5	1,6	14	0,0005	
6,75	1,35	9		$- 0,1 \cdot 10^{-8}$

Man sieht, der spontane Kurzschlußstrom ist positiv und klingt mit der Zeit ab. Gleichzeitig erhält man einen starken positiven, aber nur einen sehr geringen negativen Sättigungsstrom. Daraus ist zu schließen, daß auch im Kurzschlußstrom hauptsächlich Ionen und nur sehr wenig Elektronen geführt

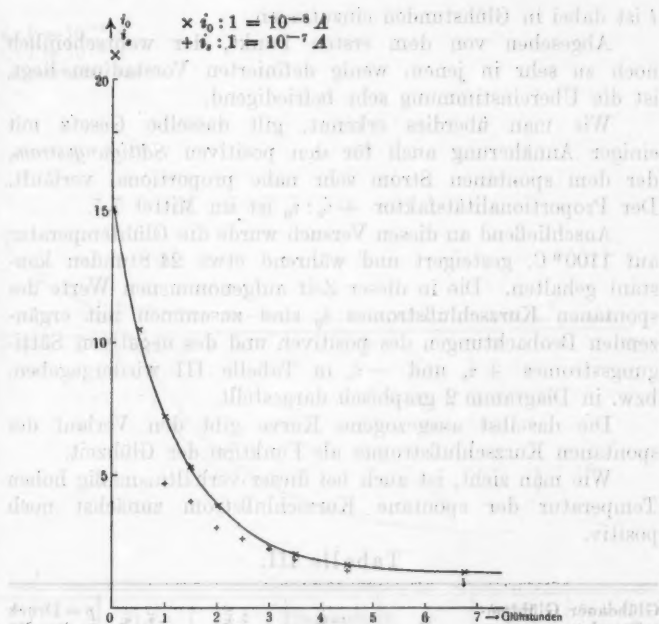


Diagramm 1.

werden. Es ist hier also ziemlich rein der Fall verwirklicht, wo die Elektrode zwar reichlich positive Ionen aussendet, wo aber doch die Temperatur noch so niedrig ist, daß eine merkliche Elektronenemission noch nicht auftritt.

Die in Tabelle II wiedergegebene Beobachtungsreihe ist im Diagramm 1 graphisch dargestellt worden. Sieht man von der geringen Elektronenemission ab, so gibt die den Kurzschlußstrom darstellende Punktfolge ein Bild von dem allmählichen Abklingen der hier allein vorhandenen positiven Emission.

Dieser Abklingungsvorgang befolgt ein Exponentialgesetz von der Form

$$i_0 = a + b \cdot e^{-\tau t}.$$

Die im Diagramm 1 eingezeichnete Kurve gibt i_0 als die Funktion:

$$i_0 = 1,3 \cdot 10^{-8} + 14 \cdot 10^{-8} \cdot e^{-0,005 t},$$

t ist dabei in Glühstunden einzutragen.

Abgesehen von dem ersten Punkt, der wahrscheinlich noch zu sehr in jenem wenig definierten Vorstadium liegt, ist die Übereinstimmung sehr befriedigend.

Wie man überdies erkennt, gilt dasselbe Gesetz mit einiger Annäherung auch für den positiven Sättigungsstrom, der dem spontanen Strom sehr nahe proportional verläuft. Der Proportionalitätsfaktor $+i_s : i_0$ ist im Mittel 7,5.

Anschließend an diesen Versuch wurde die Glühtemperatur auf 1100°C . gesteigert und während etwa 24 Stunden konstant gehalten. Die in dieser Zeit aufgenommenen Werte des spontanen Kurzschlußstromes i_0 sind zusammen mit ergänzenden Beobachtungen des positiven und des negativen Sättigungsstromes $+i_s$ und $-i_s$ in Tabelle III wiedergegeben, bzw. in Diagramm 2 graphisch dargestellt.

Die daselbst ausgezogene Kurve gibt den Verlauf des spontanen Kurzschlußstromes als Funktion der Glühzeit.

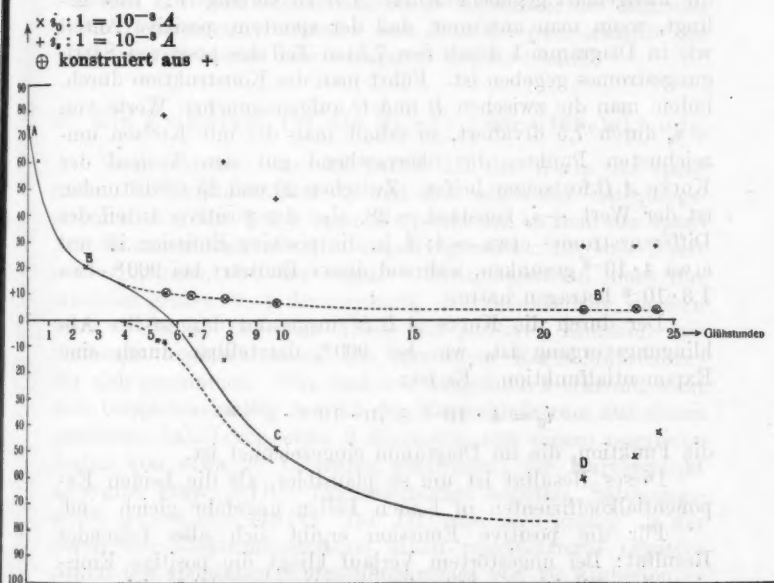
Wie man sieht, ist auch bei dieser verhältnismäßig hohen Temperatur der spontane Kurzschlußstrom zunächst noch positiv.

Tabelle III.

Glühdauer in Stunden	Glühtem- peratur	i_0	$-i_s$	$+i_s$	$-i_s / i_0$	$p = \text{Druck}$ in mm Hg
0	1100	+ 73,5				0,0017
0,5	1100	+ 61,0				0,0013
2,5	1105	+ 20,0				0,0008
5,25	1100	- 8,0	- 137	+ 74	17,0	0,0005
5,5	1103	- 8,2	- 137	+ 78	16,7	
6,5	1100	- 5,9	- 118	+ 70	20,0	
7,75	1103	- 15,1	- 130	+ 60	8,6	0,00025
9,75	1100	- 49,0	- 180	+ 46	3,68	
21,5	1100	- 60,0	- 130	+ 28	2,16	0,0001
23,5	1100	- 51,8	- 116	+ 28	2,24	0,0001
24,25	1100	- 43,0	- 107	+ 28	2,5	0,0001

Für i_0 , $-i_s$, $+i_s$: $1 = 10^{-8} \text{ A}$.

Der Galvanometerausschlag überschreitet erst zwischen der 5. und 6. Glühstunde den Nullpunkt, um dann nach der negativen Seite anzusteigen. Der Übergang von der positiven zur negativen Seite ist nicht ganz eindeutig, doch bestimmen die vier dort aufgenommenen Punkte wenigstens den allgemeinen Verlauf der Kurve mit genügender Sicherheit.



Sehen wir zunächst von dem Verlaufe der Kurve über *C* hinaus ab, so fällt auf, daß der Teil *AB* einen Abklingvorgang genau von derselben Art darstellt, wie er im Diagramm 1 für die positive Emission allein erhalten wurde; es scheint also, als ob längs *AB* die positive Emission allein vorhanden wäre und als ob erst dann, wenn diese auf einen kleinen Betrag abgeklungen ist, die negative Emission entstehen könnte. Nehmen wir also probeweise an, von *A* bis *B* bestünde der spontane Kurzschlußstrom lediglich aus positiven Ionen, von *B* an aber werde er gebildet durch die Differenz der

positiven Emission und der eben unter dieser vorbrechenden Elektronenemission.

Der positive Anteil dieses Differenzstromes ist offenbar nichts anderes, als die weiter abklingende positive Emission. Könnten wir diese auch nach ihrer Überdeckung durch die Elektronenemission noch weiter verfolgen, so wäre es möglich, die mangelhaft gegebene Kurve AB zu verlängern. Dies gelingt, wenn man annimmt, daß der spontane positive Anteil wie in Diagramm 1 durch den 7,5ten Teil des positiven Sättigungsstromes gegeben ist. Führt man die Konstruktion durch, indem man die zwischen B und C aufgenommenen Werte von $+i_s$ durch 7,5 dividiert, so erhält man die mit Kreisen umzeichneten Punkte, die überraschend gut den Verlauf der Kurve AB fortsetzen helfen. Zwischen 20 und 25 Glühstunden ist der Wert $+i_s$ konstant = 28, also der positive Anteil des Differenzstromes etwa = 4; d. h. die positive Emission ist auf etwa $4 \cdot 10^{-8}$ gesunken, während dieser Endwert bei 900° etwa $1,3 \cdot 10^{-8}$ betragen hatte.

Der durch die Kurve $AB B'$ insgesamt dargestellte Abklingungsvorgang ist, wie bei 900° , darstellbar durch eine Exponentialfunktion. Es ist:

$$i_0 = 4 \cdot 10^{-8} + 70 \cdot 10^{-8} \cdot e^{-0,64 t}$$

die Funktion, die im Diagramm eingezeichnet ist.

Dieses Resultat ist um so plausibler, als die beiden Exponentialkoeffizienten in beiden Fällen ungefähr gleich sind.

Für die positive Emission ergibt sich also folgendes Resultat: Bei ungestörtem Verlauf klingt die positive Emission des Platins unabhängig von der ev. gleichzeitig vorhandenen negativen Elektronenemission nach einem Exponentialgesetz folgender Form ab:

$$i = a + b e^{-0,65 t}$$

t : Glühstunden. (Für den Exponentialkoeffizienten ist der Mittelwert beider Beobachtungen eingesetzt.)

Die Versuche geben aber auch ein Bild von der Art und Weise, in der sich die Elektronenemission aus der anfänglich allein vorhandenen positiven Emission entwickelt. Aus Differenz und positivem Anteil ergibt sich der die Elektronenemissionen allein darstellende negative Anteil in Form der nach 3,8 Glühstunden sich ergebenden gestrichelten Kurve.

Diese Versuche sprechen, wie ich glaube, mit Deutlichkeit dafür, daß solange noch positive Ionen emittiert werden, nicht einfach eine Superposition der positiven und der negativen Emission stattfindet, sondern daß negative Elektronen überhaupt erst dann emittiert werden können, wenn die positive Emission genügend klein geworden ist. Bei Anwesenheit der positiven Emission müssen also in der Oberfläche der Elektrode solche Bedingungen vorhanden sein, daß der freie Austritt von Elektronen verhindert oder wenigstens gehemmt wird.

B. Ein Kriterium für die Reinheit der Glühelektrode.

Vergleicht man nun in Tabelle III die Werte des spontanen Kurzschlußstromes i_0 und des negativen Sättigungsstromes $-i_s$ von demjenigen Zeitpunkt an, in dem der spontane Kurzschlußstrom selbst negativ geworden ist, so erkennt man allgemein, daß der negative Sättigungsstrom nicht nur erheblich größer ist als der zugehörige Kurzschlußstrom, sondern auch größer als der nach Abzug der positiven Emission verbleibende negative Anteil des spontanen Kurzschlußstromes für sich genommen. Wie man aus Diagramm 2 erkennt, setzt sich beispielsweise für $t = 6,5$ der Kurzschlußstrom aus einem positiven Anteil von etwa 9 Einheiten und einem negativen Anteil von etwa 20 Einheiten zusammen; der Kurvenpunkt i_0 ergibt etwa -11 . Der zugehörige negative Sättigungsstrom ist $-i_s = -118$ (vgl. Tab. III), also auch größer als der durch die Elektronenemission allein repräsentierte negative Anteil des spontanen Kurzschlußstromes von 20 Einheiten.

Diese Bemerkung gilt, wie Tab. III zeigt, auch für den weiteren Verlauf des Versuches, doch erkennt man, daß mit wachsender Glühdauer bis zur Zeit $t = 21$, d. h. bis zum Punkt D in Diagramm 2 Sättigungsstrom und Kurzschlußstrom sich nähern, ohne allerdings vollkommen gleich zu werden. Im Punkte D hat das Verhältnis der beiden Ströme, $-i_s/i_0 = 2,15$, den kleinsten beobachteten Wert. An dieser Stelle ist der spontane Kurzschlußstrom beinahe ein reiner Elektronenstrom; die positive Emission ist bis zu dem im Vergleich zu $i_0 = 60$ kleinen Betrag 4 zurückgesunken und ändert sich von da an, wie die auf B' folgenden Werte zeigen, nicht mehr.

Wir sehen also, auch dann, wenn die positive Emission so weitgehend abgeklungen ist, ist der Sättigungsstrom noch immer etwa 2mal so groß, als der zugehörige spontane Kurzschlußstrom. Nennt man nun die Zahl der unter Sättigungsbedingungen aus einem Quadratcentimeter glühender Elektrodenoberfläche emittierten Elektronen Z_s und die entsprechende Zahl im spontanen Fall Z_0 , so ist, da bei dem hier verwendeten Apparat die geometrischen Verhältnisse (vgl. p. 588) den auf p. 579 genannten Bedingungen genügen, $-i_s/i_0 = Z_s/Z_0$. Die Verschiedenheit von Sättigungsstrom und spontanem Strom zeigt hier also an, daß unter Sättigungsbedingungen mehr Elektronen emittiert werden, als unter spontanen Bedingungen.

Da unseren früheren Überlegungen nach für eine tadellos metallisch reine Elektrode in beiden Fällen gleich viel Elektronen ausgesandt werden müßten und demzufolge $Z_s/Z_0 = -i_s/i_0 = 1$ sein sollte, so läßt sich schließen, daß selbst im Punkte D, also nach 21,5 Stunden dauernden Glühens, diese ideale Reinheit noch nicht völlig erreicht ist. Aber man erkennt andererseits an den bis zu diesem Zeitpunkt immer kleiner werdenden Werten $-i_s/i_0$ (vgl. Tab. III), wie allmählich bei wachsender Glühdauer diese Reinheit angenähert wird.

Diese Beobachtung regte zum erstenmal dazu an, das Verhältnis Z_s/Z_0 zwischen der unter Sättigungsbedingungen und der unter spontanen Bedingungen stattfindenden Emission unmittelbar als ein Kriterium für den Reinheitsgrad der Glühelektrode einzuführen. Wir werden also eine Glühelektrode als um so reiner anzusehen haben, je kleiner diese Verhältniszahl im gegebenen Fall ausfällt und als den idealen Grenzfall denjenigen anzusehen haben, in dem dies Verhältnis gleich 1 wird.

(Die Einführung des Kriteriums kann an dieser Stelle allerdings nur mehr probeweise erfolgen. Seine tatsächliche Richtigkeit kann erst durch wiederholte Anwendung bei densämtlichen im folgenden mitgeteilten Versuchen bestätigt und so im Zusammenhang des Ganzen überzeugend nachgewiesen werden.)

Die in Tab. III bzw. Diagramm 2 dargestellte Versuchsreihe selbst ist nicht geeignet, diesen Gegenstand weiter zu verfolgen. Da es sich lediglich darum handelte, die Mitwirkung der positiven Emission nach Möglichkeit aufzuklären, und dies bereits im Punkte C erreicht war, wurde während

der zwischen *C* und *D* gelegenen Nacht nicht beobachtet. Am nächsten Morgen nahm ich den Punkt *D* auf, der bestätigt, daß während der Nacht sich die Verhältnisse nicht wesentlich mehr verschoben haben. Danach habe ich noch die auf *D* folgenden Punkte erhalten, in denen der Strom wieder etwas zurückgeht. Gleichzeitig aber steigen die Werte $-i_s/i_0$ von neuem an, obwohl die positive Emission ungeändert dieselbe bleibt. Die Anwendung des eben ausgesprochenen Kriteriums scheint darauf hinzuweisen, daß auf irgendeine Weise die Reinheit der Elektrode von neuem gestört wurde. Da spätere Untersuchungen gezeigt haben, daß sich bei störungsfreiem Verlauf die Emission mit wachsender Reinheit einem unter diesen Bedingungen etwa bei $70 \cdot 10^{-8}$ Amp. gelegenen Wert nähert, habe ich über *C* hinaus die Kurve in dieser von der beobachteten Punktfolge abweichenden Form extrapoliert. Die Berechtigung dieses Verfahrens muß den späteren Erörterungen vorbehalten bleiben.¹⁾

C. Die Abhängigkeit des spontanen Kurzschlußstromes von der Glühtemperatur. — Spontane Temperaturcharakteristik.

1. Der allgemeine Charakter.

Wie unsere Versuche gezeigt haben, läßt sich bei Platin die störende positive Emission durch langes Ausglühen bei möglichst hoher Temperatur und gutem Vakuum bis auf einen gegen die negative Emission kleinen Betrag herunterdrücken. Ist dies erreicht, so ist der spontane Kurzschlußstrom ein praktisch reiner Elektronenstrom und zeitlich einigermaßen konstant.

Wir untersuchen nun die Abhängigkeit des spontanen Kurzschlußstromes von der Glühtemperatur. Sie stellt eine die Wirkungsweise des Glühelementes charakterisierende Beziehung dar, und wir wollen sie deshalb kurz die *Temperaturcharakteristik* des betreffenden Glühelementes nennen, und zwar zur Unterscheidung von der mit Sättigungsstrom aufgenommenen entsprechenden Funktion die *spontane Temperaturcharakteristik*.

Diese spontane Temperaturcharakteristik braucht nicht allgemein mit der bei Sättigung aufgenommenen Temperatur-

1) Vgl. Anmerkung p. 620.

charakteristik übereinzustimmen. Vielmehr ist nach unseren früheren Überlegungen zu erwarten, daß für die nicht völlig reine Elektrode die unter spontanen Bedingungen und die unter Sättigungsbedingungen beobachteten Elektronenemission zwei verschiedene physikalische Vorgänge darstellen können. So wie nun der Sättigungsstrom als ein Maß der gesättigten Elektronenemission anzusehen ist, dient uns der spontane Kurzschlußstrom als ein Maß für die spontane Elektronenemission. Die Untersuchungen mit dem spontanen Kurzschlußstrom laufen also denjenigen mit Sättigungsstrom genau parallel. Wenn daher die mit Sättigungsstrom erhaltenen Temperaturcharakteristiken, wie sich bisher stets erwiesen hat, das glühelektrische Verhalten eines Stoffes hinsichtlich der unter Sättigungsbedingungen stattfindenden Elektronenemission eindeutig zu beschreiben vermögen, so werden die zugehörigen spontanen Temperaturcharakteristiken in entsprechender Weise das Verhalten desselben Stoffes hinsichtlich der spontanen Elektronenemission bestimmen.

Der allgemeine Charakter dieser spontanen Temperaturcharakteristiken ließ sich aus den zahlreichen Vorversuchen schon deutlich erkennen. Nennt man den auf 1 cm^2 Glühfläche berechneten Sättigungsstrom die Sättigungsstromdichte j_s und den von derselben Fläche erhaltenen spontanen Kurzschlußstrom die spontane Kurzschlußstromdichte j_0 , so ließ sich nach Abklingen der positiven Emission durch weiteres Glühen das für die Reinheit der Glüh elektrode maßgebende Verhältnis $Z_s/Z_0 = j_s/j_0$ bis etwa auf den Wert 1,5 verringern, und war dann, wenn auch etwas schwankend, doch im großen und ganzen zeitlich konstant und für alle Temperaturen gleich groß. Der spontane Kurzschlußstrom verlief dann also dem Sättigungsstrom genau proportional.

Nun gilt für die Abhängigkeit des Sättigungsstromes von der Temperatur das von Richardson eingeführte und in allen Fällen bestätigte empirische Gesetz:

$$(1) \quad j_s = A_s \cdot T^{3/2} e^{-\frac{B_s}{T}}.$$

Hierin bedeutet j_s die oben eingeführte Sättigungsstromdichte, T die absolute Glüh temperature, A_s und B_s zwei das glühelektrische Verhalten des Stoffes bestimmende Konstante.¹⁾

1) O. W. Richardson, Jahrb. d. Radioaktivität u. Elektronik 1. 1904.

Nach der durch Wilson angegebenen thermodynamischen Begründung dieser Form kann man die Konstante $B_s = \Phi_s/k$ setzen, wobei Φ_s die mittlere Austrittsarbeit des einzelnen Elektrons in Erg, k die auf das einzelne Elektron bezogene Gaskonstante, $k = 1,35 \cdot 10^{-16}$ Erg/°, bedeutet. Formel (1) läßt sich daher auch in der Form:

$$(2) \quad j_s = A_s \cdot T^{1/2} e^{-\frac{\Phi_s}{kT}}$$

schreiben, in der jetzt statt A_s und B_s , A_s und Φ_s als Materialkonstante erscheinen.

(Von der wenig sicheren physikalischen Deutung der Größe A_s als proportional der Dichte der freien Elektronen im Innern des Metalles soll hier abgesehen werden.)

Da wir nun *im vorliegenden Falle* j_0 proportional j_s gefunden haben, muß auch für j_0 eine Formel dieser Art gelten, die wir schreiben wollen:

$$(3) \quad j_0 = A T^{1/2} e^{-\frac{\Phi}{kT}}$$

Die Proportionalität erscheint dann lediglich in der Verschiedenheit der Größen A_s und A , während $\Phi = \Phi_s$ sein muß und so der eigentliche Charakter der Funktion ungeändert bleibt. Der Unterschied zwischen spontaner und gesättigter Elektronenemission ist hier also nur wenig tief.

Die durch Formel (3) gegebene spontane Temperaturcharakteristik unterscheidet sich demnach von der gesättigten Temperaturcharakteristik der Formel (2) lediglich durch die Proportionalität der Größen A_s und A , während $\Phi = \Phi_s$ sein muß und so der eigentliche Charakter der Funktion ungeändert bleibt. Dies gilt aber, wie man beachten möge, zunächst nur für einigermaßen reines Platin.

2. Die spontane Temperaturcharakteristik unter reinen Verhältnissen.

a) Die Versuche selbst.

Die mit dem älteren Apparat unternommenen Versuche gestatteten noch keine genügend genaue und sichere Bestimmung der spontanen Konstanten A und Φ . Sowohl die geringe wirksame Fläche von 2,4 qcm als auch die erreichbare Höchsttemperatur von nur etwa 1000° C. bedingen, daß der

spontane Kurzschlußstrom unter reinen Verhältnissen einen etwa 2 cm großen Galvanometeraussschlag nicht überschritt. Dahingegen ließen sich mit dem neueren Apparat wenigstens vorübergehend Temperaturen bis über 1200°C . erreichen. Bei dieser Temperatur betrug der spontane Kurzschlußstrom, den die 23 qcm große Glühfläche lieferte, etwa 10^{-5} Amp., entsprechend einem Galvanometeraussschlag von 1000 cm, so daß die Empfindlichkeit des Instrumentes bis zum $\frac{1}{1000}$ Teil der normalen Empfindlichkeit abgestuft werden konnte. So wurde es möglich, mit diesem Apparat einerseits wegen der hohen Glühtemperatur zu außerordentlich reinen Bedingungen zu gelangen, andererseits die Messung selbst mit viel größerer Genauigkeit durchzuführen.

Eine unter besonders reinen Verhältnissen mit diesem Apparat aufgenommene spontane Temperaturcharakteristik möge deshalb hier ausführlicher wiedergegeben werden.

Nach einer längeren Glühperiode wurde i_s/i_0 ($=i_s/i_0$) zuerst noch zu 1,5, später zu 1,22 gemessen, und als nach den Versuchen 220 Volt Spannung angelegt wurden, war zuerst i_s/i_0 etwa = 1,2, sank aber bei dauernd eingeschaltetem i_s immer mehr nach 1. Der kleinste dann beobachtete Wert betrug etwa 1,1, ein Wert, der also noch weit unterhalb des mit dem alten Apparat erhaltenen Minimalwertes 1,5 gelegen war. Damit ist, wie man sieht, jener hohe Reinheitsgrad, in dem spontaner Kurzschlußstrom und Sättigungsstrom identisch werden, soweit praktisch möglich, erreicht.¹⁾

Die Aufnahme der Temperaturcharakteristik wurde formal etwas kompliziert durch eine Nebenerscheinung, die bei den älteren Versuchen nicht bemerkt worden war. Es zeigte sich nämlich, daß es für die Aufnahme der Temperaturcharakteristik nicht gleichgültig war, ob sie bei fallender oder ansteigender Temperatur aufgenommen wurde. Stets waren die bei fallender

1) Daraus scheint mir auch hervorzugehen, daß eine Reflexion der Elektronen an der Metalloberfläche nicht stattfindet. Wäre nämlich eine solche vorhanden, und würde sie, was das Wahrscheinlichere ist, nicht völlig isenergetisch verlaufen, so würden die spontan reflektierten Elektronen durch das Hilfsfeld ebenfalls auf die Gegenelektrode gezwungen werden, was einen entsprechenden Unterschied des spontanen Stromes und des Sättigungsstromes zur Folge hätte.

Temperatur gewonnenen Werte von i_0 etwas größer, als die bei ansteigender Temperatur beobachteten.

Der Unterschied war um so kleiner, je langsamer die Temperaturänderung vorgenommen wurde, aber auch dann, wenn sowohl für das Absteigen als auch für das Ansteigen zwischen 900° und 1200° je $\frac{3}{4}$ Stunden angesetzt wurden, nicht völlig zu beseitigen. Wahrscheinlich ist dies Verhalten nicht auf eine eigentliche Trägheitseigenschaft des glühelektrischen Effektes, sondern lediglich darauf zurückzuführen, daß die gesamte Glühfläche mit ihrer mittleren Temperatur einer Temperaturänderung nicht so rasch zu folgen vermochte, als die dünnen Thermodrähte.

Inwieweit dadurch der Verlauf der Temperaturcharakteristik beeinflusst werden kann, zeigen die in Diagramm 3 gezeichneten Kurven.

Sie sind sämtlich in diesem reinen Endzustand unmittelbar nacheinander über das ganze Intervall von über 900°C. bis etwa 1200°C. aufgenommen und besitzen bei etwa 1212°C. den gemeinsamen Punkt $i_0 = 1420 \cdot 10^{-8}$. (Im Diagramm ist der Deutlichkeit wegen nur ein Intervall von 1080 bis 1200°C. zur Darstellung gebracht worden.)

Kurve 1 stellt eine bei langsam sinkender Temperatur, d. h. bei allmählicher Schwächung des Heizstromes, erhaltene Charakteristik dar.

Kurve 2 ist bei ebenso langsam ansteigender Temperatur aufgenommen.

3 stellt eine Kurve dar, bei der der Heizstrom bei 1212°C. völlig ausgeschaltet und bei Abkühlung beobachtet wurde. Dabei fiel die Temperatur so schnell, daß etwa schon in 8 Minuten 900°C. erreicht waren.

Naturgemäß ist hier die Abweichung von dem normalen Verlauf am größten, doch sollte die Kurve deshalb wiedergegeben werden, weil sie beweist, daß auch dann, wenn gar keine elektrische Energie dem Apparat zugeführt wird, also bei ganz einwandfrei thermischem Betrieb, das Element ebenso große (hier scheinbar noch größere) Ströme liefert als in indirekt elektrisch geheiztem Zustand. In der Tat wurde auch weder beim Kommutieren noch beim Ausschalten des Heizstromes irgendeine auffällige Störung des Galvanometerausschlages beobachtet.

Um die, wenn auch geringe, Abhängigkeit der i_0 -Werte vom Temperaturgang zu eliminieren, sind für die Auswertung der Temperaturcharakteristik diejenigen i_0 -Werte zugrunde gelegt, die sich als Mittelwerte je zweier zur selben Temperatur

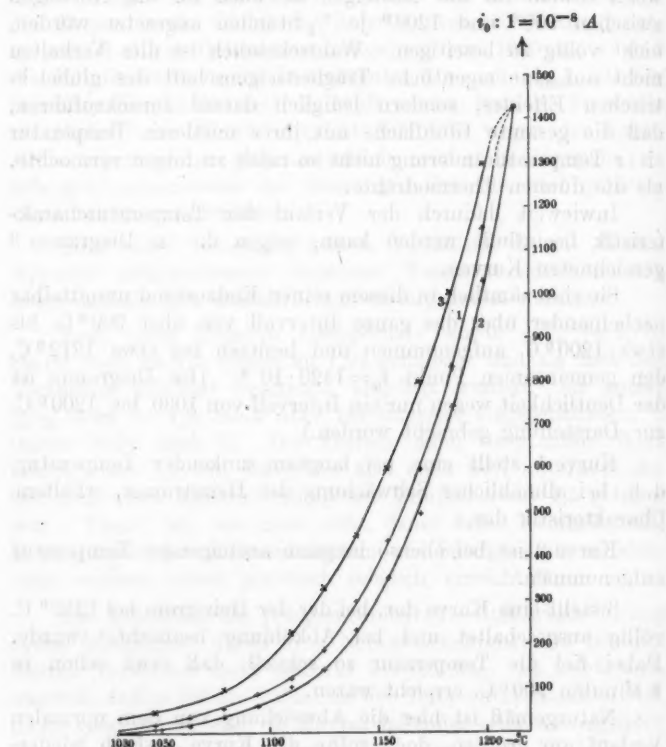


Diagramm 3.

gehörigen i_0 -Werte derjenigen Versuchsreihen ergeben, die als Kurven 1 und 2 in Diagramm 3 eingezeichnet sind. Diese Mittelwerte sind es, die in der zweiten Spalte von Tab. IV, abhängig von der in der ersten Spalte verzeichneten absoluten Glühtemperatur T angegeben sind.

Tabelle IV.

T	$i_0 = 10^{-8}$ Amp.	$x = \frac{1}{T}$	$\lg i_0$	$\frac{1}{2} \lg T$	$y = \lg i_0 - \frac{1}{2} \lg T$	$y + 11$	
1195	0,15	$0,837 \cdot 10^{-3}$	0,176—9	1,539	0,637—11	0,637	
1211	0,42	0,826 „	0,624—9	1,542	0,082—10	1,082	1
1227	0,78	0,815 „	0,892—9	1,5445	0,3475—10	1,3475	2
1243	1,35	0,805 „	0,131—8	1,547	0,584—10	1,584	3
1259	2,47	0,794 „	0,393—8	1,550	0,843—10	1,843	4
1275	4,17	0,785 „	0,620—8	1,553	0,067—9	2,067	5
1291	6,3	0,775 „	0,800—8	1,555	0,245—9	2,245	6
1307	9,9	0,766 „	0,996—8	1,558	0,438—9	2,438	7
1323	15,75	0,756 „	0,197—7	1,561	0,636—9	2,636	8
1339	27,5	0,747 „	0,440—7	1,563	0,877—9	2,877	9
1355	47	0,738 „	0,672—7	1,566	0,106—8	3,106	10
1371	76	0,729 „	0,881—7	1,568	0,313—8	3,313	11
1387	106	0,721 „	0,026—6	1,571	0,455—8	3,455	12
1403	168	0,713 „	0,225—6	1,573	0,652—8	3,652	13
1419	268	0,704 „	0,428—6	1,576	0,852—8	3,852	14
1435	400	0,697 „	0,602—6	1,578	0,024—7	4,024	15
1451	550	0,689 „	0,740—6	1,581	0,159—7	4,159	16
1467	785	0,682 „	0,895—6	1,583	0,312—7	4,312	17
1483	1090	0,675 „	0,038—5	1,586	0,452—7	4,452	18
1499	1430	0,667 „	0,155—5	1,589	0,566—7	4,566	

Gasdruck $p = 0,0005$ mm Hg, während der Beobachtungsreihe konstant.

b) Auswerteverfahren.

Zur möglichst genauen Bestimmung der Größen A und Φ aus diesen Werten und insbesondere zur Beurteilung der Konstanz von Φ , empfahl sich hier die Anwendung des von Richardson angegebenen Verfahrens.¹⁾

Wir gehen aus von der auf die gesamte wirksame Glühfläche bezogenen Formel:

$$i_0 = A' \cdot T^{1/2} e^{-\frac{\Phi}{kT}}$$

(wobei in unserem Fall $A' = 23 \cdot A$ ist).

Es ist dann:

$$\lg i_0 = \lg A' + \frac{1}{2} \lg T - \frac{\Phi}{kT} \lg e$$

(\lg sei wieder das Zeichen für den 10er-Logarithmus).

1) O. W. Richardson, Phil. Trans. A. 201. p. 497. 1904.

Daraus folgt:

$$\lg i_0 - \frac{1}{2} \lg T = \lg A' - \frac{\Phi}{k} \lg e \cdot \frac{1}{T}.$$

Wir setzen:

$$\lg i_0 - \frac{1}{2} \lg T = y; \quad \frac{1}{T} = x$$

$$\lg A' = a; \quad -\frac{\Phi}{k} \lg e = b$$

und erhalten so:

$$y = a + b x.$$

Sind A und Φ , und deshalb a und b , konstant, so stellt diese Gleichung die Gleichung einer geraden Linie dar.

Die aus der vorliegenden Beobachtungsreihe berechneten neuen Variablen y und x sind in Tab. IV verzeichnet. Zur Vermeidung negativer Logarithmen ist dabei statt y , $y+11$ gewählt worden. Die dadurch gegebene Beziehung zwischen

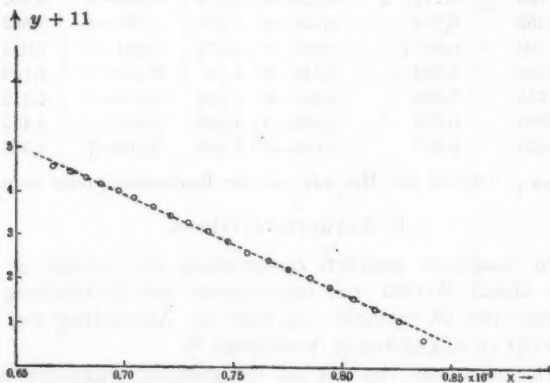


Diagramm 4.

y und x ist zur Prüfung der Linearität durch die in Diagramm 4 eingezeichnete Punktfolge dargestellt worden.

Die Punkte liegen in der Tat, mit Ausnahme der beiden äußersten, sehr genau auf einer Geraden, für die $a=8,46$, $b=-2,22 \cdot 10^4$ wird.

Nach den Definitionsformeln für a und b folgt aus den Werten:

$$a = 8,46 \quad \text{und} \quad b = -2,22 \cdot 10^4$$

$$\lg A' = 8,46; \quad A' = 28,8 \cdot 10^7; \quad A = \frac{1}{23} A' = 1,25 \cdot 10^7$$

und

$$\Phi = -\frac{bk}{\lg e} = \frac{2,22 \cdot 10^4 \cdot 1,35 \cdot 10^{-10}}{0,434} = 6,90 \cdot 10^{-12}.$$

Als reine Metallkonstanten ergeben sich also

$$A = 1,25 \cdot 10^7; \quad \Phi = 6,90 \cdot 10^{-12} \text{ Erg.}$$

Daß wie in Diagramm 4 die äußersten Punkte nicht auf der Geraden liegen, ist auch von Richardson öfter beobachtet worden. Es sind dies jedoch lediglich die besonderen Verhältnisse an den Enden des Temperaturintervalls, die die Linearität der Beziehung an sich nicht in Frage stellen. Wendet man nämlich im vorliegenden Falle auf die nach Ausschluß der zwei äußersten Punkte übrig bleibenden 18 Wertepaare die Methode der kleinsten Quadrate an, so läßt sich keine Abweichung von der Linearität feststellen.

a und b und deshalb A und Φ sind also tatsächlich innerhalb der Beobachtungsgenauigkeit konstant.

3. Die spontane Temperaturcharakteristik unter nicht reinen Verhältnissen.

a) Allgemeines.

Auch die nicht reine Glühelektrode liefert, wenn nur die positive Emission soweit abgeklungen ist, daß man den spontanen Kurzschlußstrom als praktisch reinen Elektronenstrom ansehen kann, spontane Temperaturcharakteristiken, die in der Form:

$$j_0 = A \cdot T^{1/2} e^{-\frac{\Phi}{kT}}$$

darstellbar sind; die zugehörigen Konstanten A und Φ aber können, je nach dem durch die Verunreinigungen modifizierten Zustand der Glühelektrode, sehr verschieden ausfallen.

Es wurden sowohl mit dem älteren, als auch mit dem neueren Apparat unter den verschiedensten Umständen solche Charakteristiken aufgenommen. Die aus ihnen gewonnenen Konstanten A und Φ sind, soweit mit dem älteren Apparat aufgenommen, in Tab. V, soweit mit dem neueren Apparat erhalten, in Tab. VI zusammengestellt worden. Um einen Vergleich zu ermöglichen, wie stark die Elektrode in den verschiedenen

Zuständen emittiert, wurde zu jedem Wertepaare A und Φ die bei einer Temperatur von 1000°C . vorhandene Kurzschlußstromdichte $j_{0(1000)}$ berechnet; wir wollen diese Größe kurz die *Emissionsstärke* nennen. Außer diesen 3 Größen sind ergänzende Beobachtungen von j_s bzw. j_s/j_0 beigelegt worden.

Die Verschiedenheit der in den Tabb. V und VI wiedergegebenen Werte A und Φ ist, wie ausdrücklich betont werden muß, *nicht etwa auf Unterschiede des zwischen den Elektroden herrschenden Gasdruckes zurückzuführen*. Auch wenn Zustandsänderungen durch Zulassung von Luft herbeigeführt wurden, sind doch die Temperaturcharakteristiken selbst erst nach Wiederherstellung des Hochvakuum, nämlich bei Drucken die kleiner sind als 0,001 mm Hg, aufgenommen worden, bei denen, wie sich leicht durch Abstellen der Pumpe zeigen ließ, im Einklang mit unseren früheren Abschätzungen, die Erscheinung vom Druck völlig unabhängig war. In allen Fällen handelt es sich also um Zustandsänderungen der Elektrode selbst und die diesen entsprechenden Änderungen der Konstanten.

b) Die noch neue Elektrode.

Nr. 1, 2, Tab. V gelten für eine noch neue Elektrode, die nur soviel ausgeglüht wurde, daß die positive Emission praktisch genügend abgeklungen ist, die aber, wie die hohen Werte j_s/j_0 zeigen, doch noch weit von dem rein metallischen Zustand entfernt ist. Nr. 3, Tab. V ist unter ziemlich reinen Verhältnissen aufgenommen.

Unter ähnlichen Bedingungen, wie die Nrn. 1 und 2 in Tab. V, sind die Nrn. 1, 2, 3, 4, Tab. VI, erhalten worden, während die Werte 5 derselben Tabelle identisch sind mit den ausführlich besprochenen Resultaten p. 602ff., die mit dem neuen Apparat unter reinsten Bedingungen erhalten wurden.

Wie der Vergleich der Nrn. 1, 2, Tab. V mit 3 derselben Tabelle und der Nrn. 1, 2, 3, 4, Tab. VI, mit 5 daselbst zeigt, besitzt die noch neue Elektrode gegenüber dem reinen Endzustand große Emissionsstärke j_0 , bei kleineren Werten A und Φ . Mit öfterem Glühen nimmt dann die Emissionsstärke allmählich ab, A und Φ wachsen und j_s/j_0 nähert sich, kleiner werdend, dem Werte 1.

Tabelle V.

Nummer d. Ver- suchs	Datum	A	Φ	j_0 1000° C.	Bemerkungen
1	13.	0,1	$3,4 \cdot 10^{-12}$	$1,5 \cdot 10^{-8}$	$\left. \begin{array}{l} \text{Glühelektrode in noch neuem} \\ \text{Zustand} \\ \text{noch wenig konstant} \\ j_e/j_0 > 5 \\ j_e/j_0 = 1,5. \text{ Ziemlich reiner} \\ \text{Endwert} \end{array} \right\}$
2	14.	$1,9 \cdot 10^3$	$5,1 \cdot 10^{-12}$	$8,8 \cdot 10^{-9}$	
3	17.	$1,4 \cdot 10^3$	$7,08 \cdot 10^{-12}$	$5,5 \cdot 10^{-9}$	
	17.	Einlassung von Luft.			$\left. \begin{array}{l} \text{Bei } p = 0,1 \text{ mm Hg und } 978^\circ \\ \text{Glühtemp. } j_0 = 3,5 \cdot 10^{-9} \\ \text{Amp. } j_e/j_0 = 12 \\ p = 0,06 \text{ mm Hg und } 995^\circ \\ \text{Glühtemp. } j_0 = 5 \cdot 10^{-9} \\ \text{ca. } p = 0,0008 \text{ mm Hg, } 1010^\circ \\ \text{Glühtemp. } j_0 = 20 \cdot 10^{-9} \\ \text{ca. } p = 0,0005 \text{ mm Hg, } 1010^\circ \\ \text{Glühtemp. } j_0 = 70 \cdot 10^{-9} \\ j_0 \text{ steigt nicht mehr merklich,} \\ \text{sondern hält sich konstant.} \\ \text{Anschließend Charakteristik 4} \\ j_e/j_0 = 5. \text{ Gas okkludiert.} \\ \text{Außerdem aber starke ad-} \\ \text{sorbierte Gasschicht} \end{array} \right\}$
	18.	Wiederherstellung des Vakuums:			
		nach kurzer Tätigkeit der Pumpe:			
		nach längerer Tätigkeit der Pumpe:			
		nach weiter einstündig. Tätigkeit der Pumpe:			
4	18.	$1,0 \cdot 10^{10}$	$7,4 \cdot 10^{-12}$	$58 \cdot 10^{-9}$	
	19.	Zunächst dieselben Werte wie bei Charakteristik 4. Nach mehrstünd. Glühen:			$\left. \begin{array}{l} j_e/j_0 = 4. \text{ Gas hauptsächlich} \\ \text{okkludiert} \end{array} \right\}$
5	19.	$2,0 \cdot 10^7$	$6,5 \cdot 10^{-12}$	$58 \cdot 10^{-9}$	
6	20.	$2,3 \cdot 10^7$	$6,5 \cdot 10^{-12}$	$71 \cdot 10^{-9}$	
	21.	Abermaliges mehrstündiges Glühen.			$\left. \begin{array}{l} \text{Verkleinerung des Wertes} \\ j_e/j_0. \text{ Vgl. Tab. VIII. Darauf:} \\ j_e/j_0 = 2. \text{ Ziemlich reine Ver-} \\ \text{hältnisse} \\ \text{Rückfall durch Neuaufnahme} \\ \text{von Gasen während der} \\ \text{Ruhe} \end{array} \right\}$
7	21.	$1,8 \cdot 10^3$	$7,05 \cdot 10^{-12}$	$7,5 \cdot 10^{-9}$	
8	24.	$7,75 \cdot 10^7$	$6,82 \cdot 10^{-12}$	$17,5 \cdot 10^{-9}$	

Tabelle VI.

Datum	A	Φ	j_0 1000° C.	Bemerkungen
1) 26./9. 13	7,2	$2,92 \cdot 10^{-12}$	$8,5 \cdot 10^{-6}$	
2) 19./10. 13	$2,3 \cdot 10^3$	$5,58 \cdot 10^{-12}$	$0,87 \cdot 10^{-9}$	

Pause.

Anschließend an die Untersuchungen über das Abklingen der positiven Emission (II A):

3) 9./11. 13	$3,9 \cdot 10^6$	$6,67 \cdot 10^{-12}$	$1,74 \cdot 10^{-9}$	$j_s/j_0 = 1,6$
4) 10./11. 13	$5,6 \cdot 10^6$	$6,73 \cdot 10^{-12}$	$1,7 \cdot 10^{-9}$	$j_s/j_0 = 1,6$
5) 12./11. 13	$1,25 \cdot 10^7$	$6,90 \cdot 10^{-12}$	$1,6 \cdot 10^{-9}$	$j_s/j_0 = 1,2$ reine Endwerte.

c) Künstliche Beeinflussung durch Zulassung von Luft.

Die Versuchsreihen 4, 5, 6, 7, Tab. V sind nach folgender Behandlung erhalten worden. Es war in den Apparat absichtlich Luft bis zu einem Druck von 1 mm Hg eingelassen worden, die dann während einiger Glühstunden und während einer Nacht in kaltem Zustand auf die Glühlektrode gewirkt hatte und darauf wieder weggepumpt worden war.

Wie die darauf folgenden Notizen vom 18., in Tab. V, zeigen, ist danach der spontane Kurzschlußstrom noch nicht erheblich größer als in reinem Zustand, doch hat j_s/j_0 schon wieder einen merklich höheren Wert angenommen. Erst im Laufe mehrstündigen Glühens bei hohem Vakuum steigt der spontane Kurzschlußstrom auf etwa den zehnfachen Betrag seines unter reinen Verhältnissen beobachteten Wertes und hält sich dort einigermaßen konstant.

Die dann aufgenommene Charakteristik 4 zeigt etwas höhere Werte A und Φ als in reinem Zustand, und auch am nächsten Tage werden diese selben Werte noch einmal angetroffen (jedoch nicht verzeichnet); doch verschoben sich an diesem Tage während mehrstündigen Glühens die Verhältnisse so, daß am Ende dieser Glühperiode Charakteristik 5 erhalten wurde, die schon wieder kleinere Werte A und Φ zeigt, als in reinem Zustand und insofern etwa der Charakteristik 2 derselben Tabelle der noch neuen Elektrode vergleichbar ist. Diese selben Werte lieferte die am nächsten Tage aufgenommene Charakteristik 6.

Erst nach einer weiteren, längeren Glühperiode wurden am 21. die unter Nr. 7 verzeichneten, dem reinen Endzustand wieder nahekommenden Werte erhalten. Diese letzte Glühperiode ist besonders zu einer genauen Prüfung unseres Kriteriums für Reinheit geeignet. Die in dieser Zeit abgelesenen Werte i_s und i_0 und die aus ihnen berechneten Verhältniszahlen j_s/j_0 ¹⁾ sind in Tab. VII dargestellt worden. Man sieht daran sehr deutlich, wie mit allmählich nach dem reinen Endwert abnehmender Kurzschlußstromstärke auch die Zahlen j_s/j_0 immer kleiner werden, um schließlich bei einem etwa bei 2 gelegenen Wert Halt zu machen, der unter diesen Bedingungen, d. h. vor allem bei dieser Temperatur nicht mehr unterschritten werden konnte.

Tabelle VII.

Glühdauer	i_0 1 = 10 ⁻⁹	i_s	i_s/i_0	j_s/j_0	Bemerkungen t = Glühtemp.
0	34,5	220	6,4	3,2	} 965° C.
44 Minuten	22,4	142	6,35	3,175	
60 „	18,8	101	5,38	2,69	
Die Glühtemperatur wird allmählich auf 997° C. gesteigert.					
235 Minuten	16,5	64,0	3,88	1,94	997° C.
300 „	18,0	78,8	4,37	2,185	998° C.

d) Rückfall.

Versuch 8, Tab. V endlich zeigt eine Charakteristik, die nach einigen Tagen der Ruhe aufgenommen worden ist, während welcher Zeit sich wieder etwas Gas bis zum Druck $p = 0,05$ mm angesammelt hatte. Die nach Wiederherstellung des hohen

1) Man hat dabei im Sinne der Ausführungen auf p. 588 zu berücksichtigen, daß unter den bei dem älteren Apparat vorhandenen geometrischen Bedingungen im spontanen Strom nur die Hälfte der Glühfläche, im Sättigungsstrom dagegen die ganze Glühfläche wirksam ist, so daß

$$j_0 = \pi_0 \cdot s = i_0/2,4,$$

dagegen

$$j_s = \pi_s \cdot s = i_s/4,8,$$

also

$$\frac{\pi_s}{\pi_0} = \frac{j_s}{j_0} = \frac{1}{2} \frac{i_s}{i_0}$$

zu setzen ist.

Vakuums erhaltene Charakteristik zeigt abermals größere Emissionsstärke und kleinere Werte A und Φ und größeres j_e/j_0 . Wir haben es hier also mit einem durch die geringe Gasaufnahme veranlaßten Rückfall zu tun.

e) Die mit Salpetersäure behandelte Elektrode.

Anschließend an die Endwertversuche des neuen Apparates wurde das ganze Gefäß mitsamt Elektroden und Zuführungen eine Viertelstunde energisch mit konzentrierter Salpetersäure ausgekocht, gespült, getrocknet und wieder eingebaut. Eine so behandelte Platinelektrode zeigt nach Wilson ein wesentlich anderes Verhalten als in gewöhnlichem Zustand.¹⁾

Tatsächlich ergab sich, daß der Zustand der Glühelektrode durch diese Behandlung völlig geändert worden war. Sie lieferte vor allem eine *auffallend starke positive Emission*. Die spontanen Kurzschlußströme waren bei allen Temperaturen positiv, und auch durch Hilfsspannungen ließen sich nur starke positive Ströme, dagegen *keine bemerkenswerten negativen* Ströme erzwingen.

Es wurde versucht, diese positive Emission wie früher durch dauerndes Glühen bei gutem Vakuum zu beseitigen. Dies gelang auch in einer 20 Stunden dauernden Glühperiode bei 1000°C . soweit, daß der positive Sättigungsstrom von etwa $6000 \cdot 10^{-8}$ auf $240 \cdot 10^{-8}$ Amp. zurückging, doch ging die Annäherung an diesen Wert asymptotisch vor sich, so daß schließlich keine Hoffnung bestand, den Effekt auf diese Weise zu entfernen. Der verbleibende Restwert ist etwa 10mal so groß, als er für dieselbe Temperatur für die positive Emission einer frischen Elektrode im natürlichen Zustand beobachtet wird. Die Beseitigung der positiven Emission gelang in vorliegendem Falle nur soweit, daß der spontane Kurzschlußstrom gerade eben negativ wurde, aber doch noch viel geringere Werte hatte, als er für die reine Elektrode beobachtet wird; überdies ging er, wenn er dauernd eingeschaltet blieb, innerhalb kurzer Zeit auf 0 zurück.

Schließlich wurde versucht, ob nicht etwa durch Zulassung von *Wasserstoff* die Elektronenemission von neuem gesteigert werden könnte. Aber weder längere Einwirkung

1) H. A. Wilson, Phil. Trans. A. 202. p. 243. 1904.

im glühenden, noch solche in kaltem Zustande vermochte an den bestehenden Verhältnissen irgend etwas zu ändern.

Es war nicht möglich, in diesem Zustande *eine brauchbare spontane Temperaturcharakteristik zu erhalten*. Wurde nämlich die Temperatur gesteigert, so stieg zwar der negativ gewordene spontane Kurzschlußstrom zuerst schnell, später aber langsamer an, erreichte bei derjenigen Höchsttemperatur, bei der man zur Vertreibung der positiven Emission geglüht hatte, ein Maximum und fiel von diesem bei weiterer Temperatursteigerung ab, um schließlich bei noch höherer Temperatur wieder positiv zu werden. D. h. für die höhere Glühtemperatur gewann die positive Emission von neuem die Oberhand. Sie auch bei der höheren Temperatur durch dauerndes Glühen bei dieser zu beseitigen, überstieg aber die Leistungsfähigkeit und die Lebensdauer der Heizeinrichtung.

D. Diskussion und Zusammenfassung.

1. Geltung der thermodynamischen Ableitung des Emissionsgesetzes für die unreine Elektrode.

Es soll nun versucht werden, die sämtlichen mitgeteilten Versuche unter einem einheitlichen theoretischen Bild zu ordnen. Wir gehen dazu aus von dem schon öfter betonten Gesichtspunkt, daß *nicht eigentlich das Metall selbst*, sondern das aus diesem und irgend welchen Verunreinigungen bestehende *Gesamtgebilde* als emittierendes *System* anzusehen ist. Für ein solches gilt die von Wilson angegebene thermodynamische Ableitung des Emissionsgesetzes ebenso wie für eine *reine* Elektrode, solange nur der Vorgang der Elektronenverdampfung rein thermischer Natur bleibt, solange also beispielsweise nicht auch chemische Energiequellen (z. B. etwa Reaktionen zwischen den Verunreinigungen unter sich) und auch nicht elektrische Vorgänge (z. B. seitens des Heizstromes bei elektrischer Heizung oder seitens einer Hilfsspannung) dabei mitspielen. Daraus folgt, daß auch für die unreine Elektrode in der formal bestätigten Formel:

$$j_0 = A T^{1/2} e^{-\frac{\Phi}{kT}}$$

der Größe Φ die Bedeutung der mittleren Austrittsarbeit oder, was dasselbe ist, der inneren latenten Verdampfungswärme

zukommt, während A durch den Elektronenmechanismus und Elektronengehalt im Innern *irgendwie* bedingt ist.

(Diese prinzipielle Betrachtung würde auch für den Fall gelten, wo gleichzeitig positive Ionen emittiert werden, wenn man dann nur unter j_0 nicht den gesamten Kurzschlußstrom, sondern den lediglich der Elektronenemission entsprechenden *negativen Anteil* des spontanen Kurzschlußstromes allein versteht.)

2. Okklusion und Adsorption von Gasen.

Bei einer *bestimmten Zusammensetzung* besitzt dann das emittierende System, wie wir gesehen haben, eine *bestimmte Temperaturcharakteristik*, d. h. *bestimmte Konstante A und Φ* . Die Zusammensetzung der Glüh elektrode ist im allgemeinsten Fall bestimmt: 1. durch *innerlich* aufgenommene Fremdstoffe; 2. durch die öfter erwähnte, an die Oberfläche *angelagerte* Schicht, auf deren Vorhandensein wir wegen des von 1 abweichenden Wertes j_s/j_0 schließen mußten.

Sehen wir zunächst von denjenigen Fällen ab, in denen die gleichzeitig vorhandene positive Emission besondere Verhältnisse bedingt, so zeigen unsere Versuche zunächst *allgemein*, daß die *unreine Elektrode eine höhere Emissionsstärke besitzt als die metallisch reine*. Dies gilt sowohl für die noch neue Elektrode (1, 2, Tab. V; 1, 2, 3, 4, Tab. VI) als auch für die ausgeglühte nach erneuter Gaszufuhr, sei es, daß diese zufällig in geringem Maße in kaltem Zustand (8, Tab. V), sei es, daß sie absichtlich in stärkerer Einwirkung in glühendem Zustand erfolgt (4, 5, 6, Tab. V).

In allen diesen Fällen ist zugleich die Austrittsarbeit Φ *kleiner als bei der rein metallischen Elektrode*; nur in einem Fall, nämlich bei der ersten nach der Zulassung von Luft erhaltenen Charakteristik (4, Tab. V) ist Φ *größer* als unter reinen Verhältnissen.

Untersuchen wir nun diesen Zustand etwas näher, indem wir auf die dieser Charakteristik vorausgehenden Beobachtungen von j_0 zurückgreifen. Es wurden (vgl. Tab. V) am Morgen des 18. die Versuche bei einem Druck $p = 0,1$ mm Hg begonnen. Dabei war j_0 ebenso groß wie im reinen Zustand, und nur der hohe Betrag $j_s/j_0 = 12$ gab Kunde davon, daß man es nicht mit diesem zu tun hatte. Der im Vergleich mit den hernach beobachteten Beträgen geringe Wert der Emis-

sion ist jedoch nicht lediglich durch die Zurückhaltung durch Gasmoleküle zwischen den Elektroden zu erklären. Denn auch bei einem Druck $p = 0,0008$, bei dem erfahrungsgemäß ein Einfluß des Druckes längst nicht mehr vorhanden ist, und bei der konstanten Glühtemperatur 1010°C . steigt der spontane Strom innerhalb einer weiteren Glühstunde von 20 auf 70 Einheiten gleichmäßig und stetig an. Dieser Anstieg sieht vielmehr gerade so aus, als ob anfänglich etwa an der Oberfläche des Metalles eine Hemmung von dauerhafterem Charakter vorhanden gewesen wäre, bei deren allmählicher Entfernung durch anhaltendes Glühen in hohem Vakuum nach und nach die an sich beträchtliche Elektronenemission der unreinen Elektrode frei geworden wäre.

Eine solche Hemmung ist, wie ich glaube, am einfachsten folgendermaßen zu erklären. Es ist bekannt, daß Metalle an ihrer Oberfläche Gase bis zu einem Druck von mehreren Atmosphären zu adsorbieren vermögen. Eine solche Adsorption wird vermutlich, wenn auch in geringerem Maße, auch dann eintreten, wenn ein Metall einige Zeit bei Anwesenheit von Gasen geglüht wird. Während des Glühens in Luft vom Druck $p = 0,1$ mm Hg wird also die Platinelektrode Gase adsorbiert haben, die auch nach Wiederherstellung des hohen Vakuums und bei fortgesetztem Glühen nur langsam wieder abgegeben werden. Selbst wenn diese adsorbierte Schicht im vorliegenden Falle nur einen Druck von einigen Millimetern Hg haben sollte, so würde bei solcher Dichte die Schicht imstande gewesen sein, eine aus dem Metallinnern stammende, stärkere Elektronenemission bis auf den beobachteten geringeren Betrag abzuschwächen. Mit der Entfernung dieser adsorbierten Schicht mußte dann der spontane Strom im selben Maße ansteigen, als die Oberfläche wieder freier wurde. Der von der adsorbierten Schicht durchgelassene Teil der Elektronen aber muß naturgemäß eine höhere Austrittsarbeit Φ zu leisten haben, wie er tatsächlich in der unmittelbar anschließend aufgenommenen Charakteristik 4 noch festgestellt werden konnte.

Ist diese Deutung richtig, so wird anzunehmen sein, daß adsorbierte Gasschichten, und wahrscheinlich allgemeiner jegliche an die Oberfläche angelagerte Verunreinigungen, die Elektronenemission nicht erhöhen, sondern herabsetzen. Daraus aber folgt, daß die bei der unreinen Elektrode beobachtete

stärkere Elektronenemission nicht der Mitwirkung solcher *angelagerter* Schichten, sondern derjenigen des *okkludierten* Gehaltes an Fremdstoffen zu verdanken ist.

Wir kommen so zu folgender These:

Eine Elektrode von vorwiegend okkludiertem Gehalt an Fremdstoffen zeigt, wenn keine positive Emission vorhanden ist, stets kleinere Austrittsarbeit Φ und größeres Emissionsvermögen als in reinem Zustand. Wir können eine solche Elektrode wie eine Legierung des Metalles mit den Fremdstoffen ansehen, der eine geringere latente Elektronenverdampfungswärme Φ und ein höherer Elektronendampfdruck zukommt als dem reinen Metall.

Dieser Zustand kann aber durch die gleichzeitige Anwesenheit einer an die Oberfläche angelagerten Schicht so modifiziert werden, daß unter Vergrößerung der Austrittsarbeit der Elektronenaustritt bis auf einen bedeutend kleineren Betrag abgeschwächt wird.

Tatsächlich gelingt es von dieser Vorstellung aus, alle die in den beiden Tabellen verzeichneten Versuchsergebnisse zu verstehen.

Meist befindet sich die unreine Elektrode in einem Zustand, in dem die hemmende Wirkung der ja stets vorhandenen angelagerten Schicht gegen die die Emission steigernde des okkludierten Gehaltes zurücktritt. Wir können diesen Zustand als den *regulären* der nicht ganz reinen Platinelektrode bezeichnen. In diesem Zustand befindet sich stets eine neue Elektrode, wenn man die positive Emission genügend weit beseitigt hat, und in ihr führt auch eine langsame Gasaufnahme seitens der kalten Elektrode, wie Versuch 8 (Tab. V) zeigt, aus dem reinen Endzustand von selbst zurück.

Wenn daher bei Charakteristik 4 (Tab. V) die Wirkung einer starken adsorbierten Schicht beobachtet wurde, so scheint dies darauf zurückzuführen zu sein, daß die Gasaufnahme *während des Glühens*, also bei viel innigerer Berührung erfolgte, als bei kalter Elektrode. Bei dieser Gelegenheit wird aber zweifellos auch Gas *okkludiert* worden sein, das dann natürlich viel langsamer entweicht, als das adsorbierte, so daß bei Beseitigung dieses letzteren die Elektrode sich abermals in jenen regulären Zustand begeben muß, in dem Gas vorwiegend okkludiert vorhanden ist, und in dem die Elektrode wegen kleinerer Austrittsarbeit Φ immer noch stärker emittiert als in reinem Zustand.

Aus diesem regulären Zustand führt, wie man sieht, fortgesetztes Glühen, dadurch, daß sich allmählich auch das okkludierte Gas entfernt, in allen Fällen zum rein metallischen Zustand.

Alle diese Zustandsänderungen werden von entsprechenden Änderungen der Konstanten A und Φ in bestimmter eindeutiger Weise begleitet: Φ wird durch okkludierten Gehalt verkleinert, durch adsorbierten vergrößert; die Konstante A folgt dabei den Änderungen von Φ stets im selben Sinne.

3. Zustand bei starker positiver Emission.

Bei der soeben durch Gasaufnahme bewirkten künstlichen Beeinflussung ist es wohl möglich, einen Zustand ähnlich demjenigen hervorzurufen, den man bei der neuen Elektrode nach Beseitigung der positiven Emission anzutreffen pflegt, jenen als regulär bezeichneten Zustand, der durch erhöhte Emission bei kleiner Austrittsarbeit charakterisiert ist; aber es ist nicht möglich, auf diese Weise jenen ganz zu Anfang beobachteten Zustand zurückzurufen, in dem man die vorherrschend positive Emission beobachtet. Nach Versuchen von Richardson¹⁾ scheint man nun annehmen zu dürfen, daß die positive Emission hauptsächlich durch die Verdampfung der in einer neuen Elektrode stets in Spuren vorhandenen leichter flüchtigen Stoffen, Verbindungen von Leichtmetallen, besonders Alkalisalzen, zustande kommt. Danach erscheint es aber durchaus verständlich, wenn die einmal abgeklungene positive Emission durch so schwache Mittel, wie die Aufnahme von Gasen, nicht mehr zurückgerufen werden kann.

Es gelingt dies aber unter der das Metall viel stärker angreifenden Wirkung der Salpetersäurebehandlung. Die so neu geschaffene positive Emission ist, verglichen mit jener natürlichen, im Anfangszustand beobachteten, sogar außerordentlich groß und bedeutend dauerhafter.

Schon Richardson hat gegenüber der Wilsonschen Auffassung, daß die Platinelektrode durch die genannte Behandlung *metallisch reiner* und *deshalb* weniger glühelektrisch wirksam würde, die Vermutung ausgesprochen, die durch die

1) O. W. Richardson, Phil. Mag. 20. p. 981. 1911.

Salpetersäurebehandlung verringerte Elektronenemission sei nur eine scheinbare, nämlich dadurch bewirkt, daß sich an der Oberfläche des Metalles eine Sauerstoffschicht bilde, die die aus dem Innern kommenden Elektronen festhalte.

Das Wesentliche dieser Auffassung scheint mir darin gelegen zu sein, daß sich danach die mit Salpetersäure behandelte Elektrode nicht in einem metallisch reineren, sondern in einem durch Mitwirkung anderer Stoffe komplizierten Zustand, also in einem *unreineren* Zustand, befände.

Der durch die Salpetersäurebehandlung hervorgerufene Zustand wird hier also durch die allgemein beobachtete, hemmende Wirkung einer adsorbierten Schicht erklärt. Andererseits aber läßt sich das Verschwinden der Elektronenemission auf das Vorhandensein der positiven Emission zurückzuführen. Wir haben ja früher festgestellt (vgl. II, A), daß diese sich der Elektronenemission nicht einfach überlagert, sondern den Elektronenaustritt hindert. Diese Wirkung ist vielleicht so zu verstehen, daß die aus dem Innern verdampfenden Stoffe als positive Ionen sich vor ihrer völligen Loslösung von der Elektrode in deren Oberfläche ansammeln und dort mechanisch und elektrostatisch die Elektronenemission auffangen.

Daß diese positiven Ionen mit der von Richardson vermuteten Sauerstoffschicht identisch seien, ist zwar nach der von Richardson¹⁾ beobachteten spezifischen Ladung nicht ausgeschlossen, jedoch wegen der außerordentlichen Hartnäckigkeit und auch wegen der Unempfindlichkeit gegen Wasserstoffzufuhr ziemlich unwahrscheinlich. Es erscheint plausibler, anzunehmen, daß durch die Salpetersäurebehandlung das ganze Elektrodenmaterial mehr in die Tiefe gehend angegriffen und irgendwie umgestaltet wird, so daß sich positive Ionen *aus dem Innern* lösen können.

Nach dieser Auffassung ist dann der durch die Salpetersäurebehandlung hervorgerufene Zustand von dem anfänglich bei einer ganz neuen Elektrode angetroffenen nur seiner Stärke nach, im übrigen aber *nicht wesentlich* verschieden.

Könnte man unter diesen Bedingungen den wenn auch geringen negativen Anteil des spontanen Kurzschlußstromes allein beobachten und für diesen die Temperaturcharakteristik bestimmen, so würde zu erwarten sein, daß wegen der hem-

1) O. W. Richardson, Phil. Mag. 20. p. 545. 1910.

menden Wirkung der an der Oberfläche vorhandenen positiven Ionenschicht Φ sehr groß ausfällt. Tatsächlich ergaben auch die von Wilson mit Sättigungsstrom erhaltenen Charakteristiken Werte Φ_s , die erheblich größer sind als in reinem Zustand (vgl. Tab. XI am Ende dieses physikalischen Teiles). Inwieweit auch die mit Sättigungsstrom bestimmte Größe Φ , als ein Maß für die Austrittsarbeit angesehen werden kann, wird weiter unten besprochen werden.¹⁾

4. Der reine Endzustand.

Wie unsere Versuche zeigen, gelingt es im allgemeinen, durch dauerndes Glühen die Elektrode in den regulären unreinen Zustand überzuführen, und aus diesem durch fortgesetztes Glühen den metallisch reinen Zustand weitgehend anzunähern. Daß dies auch für die mit Salpetersäure behandelte Elektrode gelungen wäre, wenn die Heizeinrichtung die Erreichung höherer Glühtemperaturen gestattet hätte, geht daraus hervor, daß sich durch 20stündiges Glühen bei 1000° C. der Zustand schon deutlich in der Richtung nach dem regulären Zustand hin verschoben hat.

Die Annäherung an den rein metallischen Zustand aus dem regulären geschieht, wie man aus den Tabellen erkennt, stets so, daß A und Φ wachsend, j_0 abnehmend, bestimmten Grenzwerten zustreben, während sich gleichzeitig j_s/j_0 dem Wert 1 nähert.

Diese Annäherung an den Endzustand wurde dreimal beobachtet. Die drei Endwertcharakteristiken sind Tab. V, Nr. 3 u. 7, Tab. VI, Nr. 5. Dabei stimmen die Endwertkonstanten Tab. V, Nr. 3 u. 7, unter sich befriedigend überein, weichen jedoch von denjenigen der Tab. VI, Nr. 5 etwas ab. Bei der Ungenauigkeit der mit dem älteren Apparat möglichen Bestimmung von A und Φ werden wir uns allerdings auf den Vergleich der direkt beobachteten Emissionsstärken beschränken müssen. Man erkennt dann, daß die im Endzustand mit dem neuen Apparat beobachtete Emissionsstärke kleiner ist als die mit dem alten Apparat beobachtete. Diese Tatsache ist aber leicht verständlich dadurch, daß man eben mit dem neuen Apparat, wie der Wert $j_s/j_0 = 1,1$ zeigte, dem metallischen Zustand durch die Erreichung höherer Tempe-

1) Vgl. p. 621ff.

raturen viel näher kommen konnte als mit dem älteren, für den j_s/j_0 nicht unter 2 bzw. 1,5 herunterging.

Wir werden deshalb die Konstanten A und Φ des Endzustandes 5 Tab. VI als diejenigen zu betrachten haben, die denen des reinen Metalles von allen am nächsten kommen.

Der in diesem reinen Endzustand beobachtete Kurzschlußstrom ist gegen die geringste Zustandsänderung, wie sie z. B. stets bei Verschlechterung des Vakuums eintreten muß, äußerst empfindlich, jedoch durch noch so langes und öfteres Glühen nicht mehr merklich zu verkleinern. Es geht dies am besten aus folgender Tabelle hervor.

Tabelle VIII.

Tag der Beobachtung	i_0 bei 1200° C.
9.	0,95 · 10 ⁻⁵ Amp. nach 2stünd. Glühen:
	1,20 · 10 ⁻⁵
10.	0,975 · 10 ⁻⁵
12.	1,01 · 10 ⁻⁵ nach 1stünd. Glühen:
	1,56 · 10 ⁻⁵ nach 2 1/2 stünd. Glühen:
	1,38 · 10 ⁻⁵

i_0 bedeutet den an verschiedenen Tagen beobachteten spontanen Kurzschlußstrom, den die 23 qcm große Glühfläche des neuen Apparates bei 1200° C. lieferte.

Wie man sieht, werden Tag für Tag nahe dieselben Werte für i_0 angetroffen, die, sei es durch Änderungen des Reinheitsgrades, sei es durch kleine Temperaturunterschiede etwas schwanken, *keinesfalls aber Neigung zeigen, im ganzen zu fallen.* Wir haben es also sicherlich zum mindesten mit einem *praktisch unveränderlichen Zustand zu tun.*¹⁾ Wenn es nun vielleicht auch möglich ist, durch besondere Hilfsmittel (extremstes Vakuum, höhere Glühtemperatur) dem metallischen Zustand noch etwas näher zu kommen, so scheint mir doch die ganze Art und Weise, in der hier die glühelektrischen Größen nach diesem Zustand konvergieren, genügend überzeugend dafür zu sprechen, daß ein bestimmter von 0 verschiedener Elementar-

1) Diese Tatsache berechtigte dazu, die in Diagramm 2 gezeichnete Kurve in der genannten Form zu extrapolieren.

effekt des reinen Metalles tatsächlich existiert, und daß die hier gemessenen Konstanten von denjenigen des reinen Metalles nicht mehr merklich verschieden sein können.

5. Vergleich der spontanen Konstanten mit denen der Sättigungsstrommethode.

Da im reinen Endzustand, wie beobachtet, spontaner Strom und Sättigungsstrom identisch werden, müssen auch die aus der Endwertcharakteristik berechneten spontanen Konstanten A und Φ mit denjenigen Konstanten A_s und Φ_s übereinstimmen, die unter ebenso reinen Bedingungen mit Sättigungsstrom erhalten werden.

Die bis jetzt bekannten Konstanten A_s und Φ_s sind zusammen mit den daraus für 1000°C . berechneten Sättigungsstromdichten j_s , die wir als die Emissionsstärke bei Sättigung bezeichnen können, in Tab. XI am Ende dieses Teiles zusammengestellt. Die von uns gefundenen reinen Endwerte $A = 1,25 \cdot 10^7$, $\Phi = 6,90 \cdot 10^{-12}$, $j_0 = 1,6 \cdot 10^{-9}$ stimmen am besten mit den von Richardson gefundenen $A = 1,2 \cdot 10^7$, $\Phi = 6,65 \cdot 10^{-12}$, $j_s = 6,8 \cdot 10^{-9}$ überein. Der Vergleich wird allerdings besser nicht hinsichtlich der erst aus den Versuchen berechneten Konstanten, sondern hinsichtlich der unmittelbar beobachteten Emissionsstärke vorgenommen werden.

Die etwas höhere Emissionsstärke sowie der kleinere Wert Φ_s Richardsons sprechen dafür, daß die Richardsonsche Charakteristik bei nahezu, aber nicht ganz reinen Verhältnissen aufgenommen worden ist. Sie würde etwa einem Zustande nahe kommen, wie er durch die Charakteristiken 5 u. 6, Tab. V, gekennzeichnet ist, und der etwa zwischen den Charakteristiken 2 und 3 derselben Tabelle gelegen sein mag.

Aber auch unter nicht ganz reinen Verhältnissen werden bei Platin die spontanen und die Sättigungskonstanten nahe übereinstimmen müssen; da in allen diesen Fällen eine von der Temperatur unabhängige Proportionalität zwischen spontanem Strom und Sättigungsstrom besteht, müssen die Konstanten Φ und Φ_s , genau, A und A_s , bis auf diesen im Vergleich mit den großen Schwankungen dieser Größe an sich kleinen Proportionalitätsfaktor gleich sein.

Bei Benutzung dieser wichtigen (allerdings zunächst nur für Platin geltenden) Tatsache können leicht auch die übrigen in Tab. XI verzeichneten, bei Sättigung erhaltenen Resultate

zur Ergänzung unserer spontanen Untersuchungen herangezogen werden. Die von Wilson an der in Wasserstoff glühenden Platinelektrode gemachten Beobachtungen beispielsweise zeigen, wie von uns allgemein beobachtet wurde, daß durch Gasaufnahme die Elektronenemission erheblich gesteigert werden kann. Diese Steigerung ist allerdings für geringen Wasserstoffgehalt, d. h. geringe Gasdrucke nur etwa ebenso groß wie bei Aufnahme von Luft; doch gestatteten die Sättigungsstromversuche, den Einfluß des Wasserstoffgehaltes auch bis zu Gasdrucken zu verfolgen, für die eine spontane Untersuchung wegen der Verminderung der freien Weglänge der Elektronen illusorisch würde. Man sieht, eine in Wasserstoff glühende Platinelektrode verhält sich wie eine solche von *vorwiegend okkludiertem* Gehalt, und zeigt dementsprechend höhere Emissionsstärke bei *kleineren Konstanten A und Φ* .

Das Gegenstück dazu bilden die ebenfalls von Wilson gemachten, schon erwähnten Beobachtungen an der mit Salpetersäure behandelten Elektrode. Die Elektronenemission ist hier sehr viel geringer als bei der gewöhnlichen Elektrode; gleichzeitig aber sind A , und Φ , groß. Eine solche Elektrode verhält sich also wie diejenige, an deren Oberfläche Fremdstoffe *angelagert* (vielleicht Gase adsorbiert) sind, die möglicherweise mit positiven Ionen identisch sein können.

Ob auch die von Deininger erhaltenen höheren Werte A , und Φ , vielleicht auf eine Behandlung mit Salpetersäure zurückzuführen sind, konnte aus jener Arbeit nicht ersehen werden.

III. Versuche mit Nickel.

A. Versuchsbedingungen.

Um nach derselben Methode wie Platin auch Nickel zu untersuchen, wurden in dem neueren Apparat die Platinelektroden durch Nickelelektroden derselben Dimensionen ersetzt. Diese Nickelelektroden bestanden aus besonders reinem Nickel. Firma Heraeus gibt an, daß das Metall höchstens 1 Proz. Verunreinigungen enthalten könne, als welche hauptsächlich Eisen und Kobalt in Betracht kommen. Als Zuleitungen wurden *auch jetzt Platindrähte* verwendet, die zusammen mit Platinrhodiumdrähten ganz analog wie bei den Platinversuchen die Temperaturen der Elektroden zu bestimmen gestatteten. Als Glühelament betrachtet, ist deshalb die Anordnung nicht

streng gleichartig mit derjenigen, wie sie bei den Platinversuchen benutzt wurde. Die beiden Nickelelektroden sind jetzt nicht wieder mit Nickel, sondern mit Platin zu einem äußeren Kreis verbunden. Zwischen den beiden Nickelelektroden herrscht also eine Potentialdifferenz, gebildet durch die Differenz der Kontaktspannungen zwischen Nickel und Platin und einer möglicherweise vorhandenen Thomsonspannung. Die Gesamtheit dieser Spannungen ist aber nur von der Größenordnung der thermoelektrischen Kraft des Thermoelements Platin-Nickel, vermindert um eine Thomsonspannung, also jedenfalls so klein, daß sie ebenso wie beispielsweise der Ohmsche Spannungsabfall längs des Galvanometerwiderstandes vernachlässigt werden kann.

(Die strengere Begründung kann ebenfalls erst in einem späteren Kapitel erfolgen.)

Wir können deshalb diese Anordnung doch vollkommen als gleichwertig mit einer solchen ansehen, bei der die beiden Nickelelektroden durch Nickeldrähte miteinander zum äußeren Kreis verbunden wären.

In Anbetracht der ausführlichen Darstellung der Platinversuche sollen hier nur die Resultate im großen und ganzen mitgeteilt werden.

B. Die positive Emission.

Die positive Emission ging so rasch zurück, daß ihre genaue Untersuchung weder möglich war, noch verlohnt hätte.

C. Das Verhältnis vom spontanen Strom zum Sättigungsstrom.

Nach Abklingen der positiven Emission wurden in kurzer Zeit sehr konstante, ruhige Verhältnisse erzielt. Die 23 qcm große Glühfläche gab dann bei 1000°C . einen spontanen Kurzschlußstrom $i_0 = 40 \cdot 10^{-8}$ Amp. Diesem spontanen Kurzschlußstrom stand aber, in auffallendem Gegensatz zu dem Verhalten des Platins, ein außerordentlich starker Sättigungsstrom gegenüber. Derselbe betrug bei 1000°C . zuerst $4,5 \cdot 10^{-3}$ Amp. und sank im Laufe von 2 Glühstunden, während welcher Zeit er dauernd eingeschaltet blieb, nur auf $0,78 \cdot 10^{-3}$, nach weiteren 14 Glühstunden auf $0,16 \cdot 10^{-3}$ Amp.

Der spontane Kurzschlußstrom betrug auch nach dieser langen Glühzeit immer noch wie etwa zu Anfang $38 \cdot 10^{-8}$ Amp.

D. Die Temperaturcharakteristiken des spontanen und des gesättigten Stromes.

Bei der beträchtlichen Verschiedenheit zwischen spontanem Strom und Sättigungsstrom und bei der Aussichtslosigkeit, das Verhältnis beider durch dauerndes Glühen erheblich zu ändern, war es zweckmäßig, die Untersuchungen der spontanen Temperaturcharakteristik durch *vollständige* Aufnahmen von Sättigungscharakteristiken zu ergänzen.

Tab. IX gibt die sämtlichen an den verschiedenen Versuchstagen aufgenommenen spontanen Temperaturcharakteristiken und zwei Sättigungscharakteristiken ihren nach der graphischen Methode ermittelten Resultaten nach wieder. Wie man daraus sieht, sind nach einigem Glühen sowohl der spontane Strom als auch der Sättigungsstrom und damit auch die glühelektrischen Konstanten nicht mehr bemerkenswert zeitlich veränderlich.

Tabelle IX.

Datum	Temperaturcharakteristiken des spontanen Stroms			Datum	Temperaturcharakteristiken des Sättigungsstroms		
	A	Φ	j_0 (1000)		A_s	Φ_s	j_s (1000)
15./2. 14	0,25	$3,68 \cdot 10^{-13}$	$4,2 \cdot 10^{-9}$	17./2. 14	$3 \cdot 10^6$	$4,58 \cdot 10^{-12}$	$7,5 \cdot 10^{-6}$
20./2. 14	$2,7 \cdot 10^8$	$7,10 \cdot 10^{-12}$	$1,2 \cdot 10^{-8}$	19./2. 14	$7,6 \cdot 10^6$	$4,68 \cdot 10^{-12}$	$7,0 \cdot 10^{-6}$
21./2. 14	$2,3 \cdot 10^7$	$6,57 \cdot 10^{-12}$	$2,0 \cdot 10^{-8}$				
21./2. 14	$1,0 \cdot 10^7$	$6,52 \cdot 10^{-12}$	$1,8 \cdot 10^{-8}$				
22./2. 14	$1,8 \cdot 10^8$	$7,05 \cdot 10^{-12}$	$1,8 \cdot 10^{-8}$				
22./2. 14	$1,0 \cdot 10^8$	$7,05 \cdot 10^{-12}$	$1,0 \cdot 10^{-8}$				

p stets kleiner als 0,001 mm Hg.

Der wesentliche Unterschied von den bei Platin erhaltenen Resultaten liegt darin, daß, wie schon bemerkt, j_s/j_0 keine merkliche Neigung mehr zeigt, kleiner werdend dem Wert 1 zuzustreben; j_s/j_0 bleibt bei 1000° C. dauernd etwa gleich 1000(!).

Außerdem aber sind nicht nur die Konstanten A und A_s , sondern auch Φ und Φ_s sehr verschieden. Vor allem fällt auf, daß Φ_s stets erheblich kleiner ist als Φ . Dadurch wird bedingt, daß der Temperaturanstieg der gesättigten Elektronenemission langsamer erfolgt als der der spontanen Emission. Berechnet man daher die Verhältniszahl j_s/j_0 für verschiedene Glüh-temperaturen, so wird diese bei hohen Temperaturen kleiner ausfallen als bei tieferen.

E. Die Endwerte der spontanen Temperaturcharakteristik.

Zur genaueren Feststellung der spontanen Endwertkonstanten wurde wie bei den Platinversuchen die letzte spontane Temperaturcharakteristik mit besonderer Sorgfalt aufgenommen. Wieder wurde bei auf- und bei absteigender

Tabelle X.

Temperatur ° C.	T abs.	i_0 $1 = 10^3$	$x = \frac{1}{T}$	$y = \lg i_0 - \frac{1}{4} \lg T$
888	1161	0,28	$0,862 \cdot 10^{-3}$	0,898
896	1169	0,33	0,856 „	0,985
904	1177	0,40	0,849 „	1,067
912	1185	0,58	0,844 „	1,328
920	1193	0,75	0,838 „	1,338
928	1201	0,975	0,833 „	1,451
936	1209	1,35	0,828 „	1,590
944	1217	1,8	0,822 „	1,713
952	1225	2,35	0,816 „	1,838
960	1233	3,1	0,811 „	1,946
968	1241	4,05	0,806 „	2,061
976	1249	5,7	0,800 „	2,207
984	1257	7,1	0,796 „	2,302
992	1265	9,5	0,791 „	2,427
1000	1273	11,75	0,786 „	2,518
1008	1281	15,25	0,781 „	2,630
1016	1289	19,5	0,776 „	2,735

Temperatur beobachtet, und es wurden die Mittelwerte beider Versuchsreihen der Auswertung zugrunde gelegt. Diese Werte finden sich in Tab. X verzeichnet. Aus ihnen sind wieder die Hilfsveränderlichen x , y berechnet und die sich so ergebende Beziehung $y = a + b x$ in Diagramm 5 eingetragen. Es ergeben sich auf diese Weise die Konstanten $A = 1,0 \cdot 10^8$ und $\Phi = 7,05 \cdot 10^{-12}$; dazu gehört $j_{0\ 1000^\circ \text{C.}} = 1,0 \cdot 10^{-8}$ (vgl. letzte Beobachtungsreihe Tab. IX).

Wie man an dem gut geradlinigen Verlauf der Punktfolge erkennt, ist auch für Nickel Φ als konstant anzusehen.

F. Versuche mit Wasserstoff.

Um schließlich festzustellen, ob ebenso wie Platin auch Nickel durch Okklusion von Wasserstoff zu einer stärkeren

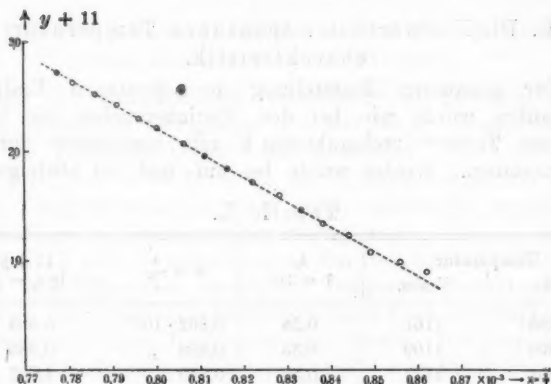


Diagramm 5.

Elektronenemission befähigt würde, wurde nach mehreren Tagen der Ruhe der Apparat bis zu Atmosphärendruck mit Wasserstoff aufgefüllt und mehrere Stunden stehen gelassen. Darauf wurde von neuem bis auf Hochvakuum ($p < 10^{-3}$ mm). ausgepumpt. Es ergab sich dann bei 1000° C. genau derselbe spontane Kurzschlußstrom wie früher, nämlich $i_0 = 40 \cdot 10^{-8}$.

Auch der Sättigungsstrom hielt sich auf der früher beobachteten Höhe.

Auch dann, wenn der Wasserstoff einige Zeit auf die glühende Elektrode eingewirkt hatte, wurde nach Wiederherstellung des Vakuums eine Änderung der Elektronenemission nicht beobachtet.

G. Reaktion auf Schwingungen.

Bei der großen Empfindlichkeit der Nickelelektrode gegen Einfügen von Hilfsspannungen wirkt der glühelektrische Kreis als Detektor elektrischer Schwingungen. Es wurde beobachtet, daß wenn im Nachbarlaboratorium Schwingungen erzeugt wurden, der spontane Galvanometerausschlag auf bedeutend stärkere Werte anstieg. Doch ist dieser Gegenstand nicht weiter verfolgt worden.

H. Diskussion.

Bei der Elektronenemission der Nickelelektrode haben wir es mit einem Fall zu tun, in dem, wie schon in dem einleitenden Abschnitt vorbereitet, die spontane Elektronen-

emission von der bei Sättigung beobachteten nicht nur durch eine einfache Proportionalität, sondern ihrem eigentlichen Charakter nach verschieden ist. Der durch die Hilfsspannung veranlaßte Anstieg der Emission ist, wie man sieht, nicht auf eine Vergrößerung der Konstanten A (A , kleiner als A), sondern allein auf die Verkleinerung der Austrittsarbeit Φ zurückzuführen. Man wird also annehmen müssen, daß bei der unter Sättigung beobachteten Emission eine von der Hilfsspannung herrührende elektrische Energieform tätig ist, die sich irgendwie für die Erleichterung des Elektronenaustritts einsetzt. Dies ist, wie früher besprochen, für eine metallisch tadellos reine Oberfläche nicht möglich. Es muß also, selbst wenn die Elektrode im Innern metallisch rein gewesen sein sollte, mindestens eine der Oberfläche angelagerte Fremdstoffschicht vorhanden gewesen sein. Daß diese aus adsorbierten Gasschichten bestünde, ist wegen der beobachteten Dauerhaftigkeit sehr unwahrscheinlich. Man könnte sich aber vielleicht denken, daß das Metall von einer feinen Haut umkleidet sei die aus Nickeloxyden, Hydroxyden oder anderen Nickelverbindungen bestehen könnte.

Eine derartige Elektrode zeigt, wie das Beispiel der mit Calciumoxyd oder Bariumoxyd überzogenen Platinelektrode (der sog. Wehneltlektrode) lehrt, wenigstens bei elektrischer Heizung und bei Sättigung ein ganz anderes glühelektrisches Verhalten als die rein metallische Elektrode unter denselben Bedingungen. Die in Tab. XI für Calciumoxyd, Bariumoxyd, sowie für das bekanntlich stets mit einer Oxydhaut überzogene Tantal angegebenen Werte A , und Φ , sind bei höherer Emissionsstärke sämtlich kleiner als bei Platin. Diese Stoffe verhalten sich also tatsächlich ganz ähnlich wie die hier beobachtete Nickelelektrode.

Welche *spontanen* Konstanten diesen Oxyden zukommen würden, ist nicht bekannt. Fredenhagen¹⁾ hat jedoch darauf hingewiesen, daß eine rein thermisch geheizte Oxydelektrode sich glühelektrisch anders verhält als in elektrisch geheiztem Zustand, und daraus den Schluß gezogen, es könnte die gesteigerte Elektronenemission der Oxydelektrode auf einer elektrochemischen Zersetzung beruhen, die der durch die Oxydschicht abzwergende Teil des Heizstromes daselbst be-

1) K. Fredenhagen, Physik. Zeitschr. 1912. p. 539.

Zusammenstellung der bis jetzt bekannten glühelektrischen Konstanten in Tabelle XI

Tabelle XI.

Stoff	A	Φ	$j_0(1000^\circ\text{C.})$	
Platin (gewöhnl.)	$1,2 \cdot 10^7$	$6,65 \cdot 10^{-12}$	$6,8 \cdot 10^{-9}$	Richardson ¹⁾
Platin	$1,25 \cdot 10^8$	$8,08 \cdot 10^{-12}$	$1,5 \cdot 10^{-11}$	Deininger ²⁾
Platin (24 St. mit HNO ₃ gereinigt)	$6,0 \cdot 10^6$	$10,5 \cdot 10^{-12}$	$1,0 \cdot 10^{-10}$	Wilson ³⁾
Platin (1 St. mit HNO ₃ gereinigt)	$6,9 \cdot 10^7$	$8,9 \cdot 10^{-12}$	$7,8 \cdot 10^{-14}$	
Platin (in H ₂ von 0,0013 mm Hg)	$1,0 \cdot 10^7$	$8,1 \cdot 10^{-12}$	$1,3 \cdot 10^{-12}$	
Platin (in H ₂ von 0,112 mm Hg)	$5,3 \cdot 10^4$	$5,8 \cdot 10^{-12}$	$4,0 \cdot 10^{-9}$	Ohne Sättigung, aber noch ohne Stoßionen bei 40 V. Hilfsspannung
Platin (in H ₂ von 133 mm Hg)	0,1	$2,4 \cdot 10^{-12}$	$3,2 \cdot 10^{-6}$	
Kohle	ca. 10^{15}	$10,5 \cdot 10^{-12}$	ca. 10^{-9}	Richardson ¹⁾
Kohle	$1,2 \cdot 10^{10}$	$9,65 \cdot 10^{-12}$	$1,6 \cdot 10^{-12}$	Berechnet aus Werten j , b. Pring-Parker ⁴⁾
Kohle	$1,9 \cdot 10^8$	$7,3 \cdot 10^{-12}$	$2,4 \cdot 10^{-9}$	Deininger ²⁾
Nernstfaden	$5,8 \cdot 10^5$	$5,9 \cdot 10^{-12}$	$2,5 \cdot 10^{-8}$	Owen ⁵⁾ Heizung mit Wechselstrom
Nernstfaden	$1,9 \cdot 10^4$	$6,45 \cdot 10^{-12}$	$3,5 \cdot 10^{-11}$	
Tantal	$1,1 \cdot 10^4$	$5,8 \cdot 10^{-12}$	$8,9 \cdot 10^{-10}$	Deininger ²⁾
Calciumoxyd	$7,5 \cdot 10^7$	$5,8 \cdot 10^{-12}$	$5,5 \cdot 10^{-6}$	Wehnelt ⁶⁾
Calciumoxyd	$4,4 \cdot 10^8$	$5,7 \cdot 10^{-12}$	$1,6 \cdot 10^{-6}$	Deininger ²⁾
Bariumoxyd	$1,2 \cdot 10^8$	$6,05 \cdot 10^{-12}$	$2,1 \cdot 10^{-6}$	Wehnelt ⁶⁾
Natrium	$1,54 \cdot 10^7$	$3,05 \cdot 10^{-12}$	10	Fredenhagen ⁷⁾
Kalium	24 (?)	$1,97 \cdot 10^{-12}$	10^{-2} (?)	Thermisch geheizt

Die angegebenen Werte sind fast ausnahmslos den Originalarbeiten direkt entnommen oder aus ihnen berechnet. Das bei Richardson¹⁾ sich findende Verzeichnis wurde dabei vergleichend herangezogen. Die der Arbeit von Deininger entnommenen Werte sind aus den von dem Verfasser wiedergegebenen Diagrammen direkt bestimmt worden, da zwar die von dem Verfasser zusammengestellten Werte der in der Oberfläche zu überwindenden Potentialdifferenz richtig, dagegen die Werte Φ selbst versehentlich falsch ermittelt sind (ein Fehler, der auch im Handwörterbuch der Naturwissenschaften und auch in dem Buch von Baedeker: „Die elektrischen Erscheinungen in metallischen Leitern“ übernommen ist).

1) O. W. Richardson, Phil. Trans. A, 201. p. 497. 1904.

2) H. A. Wilson, Phil. Trans. A, 202. p. 243. 1904.

3) F. Deininger, Ann. d. Phys. 25. p. 285. 1908.

4) J. N. Pring und S. Parker, Phil. Mag. 23. p. 196. 1912.

5) G. Owen, Phil. Mag. 8. p. 230. 1904.

6) A. Wehnelt, Ann. d. Phys. 14. p. 425. 1904.

7) K. Fredenhagen, Physik. Zeitschr. 1911. p. 407.

8) O. W. Richardson, Jahrb. d. Radioakt. u. Elektr. I, 1904.

wirkt. Wenn nun ein *Heizstrom* in einer solchen Schicht tatsächlich auf elektrochemischem Wege besondere Elektronen mobil machen kann, so wird dies auch bei rein thermischer Heizung durch die zum Teil in diese Schicht fallende *Hilfsspannung* bewirkt werden können.

Spiele aber irgendwie solche elektrische Energiequellen mit, so verläuft der Austrittsvorgang nicht mehr rein thermisch, und die Wilsonsche thermodynamische Ableitung des Emissionsgesetzes verliert ihren Sinn. Der Konstanten Φ , kann daher nicht mehr die Bedeutung der bei rein spontaner Verdampfung zu leistenden Austrittsarbeit zukommen, sondern sie wird von der Stärke der Hilfsspannung abhängig sein. Für jede zwischen 0 und der Sättigungsspannung gelegene Hilfsspannung werden sich also individuelle, durch die Hilfsspannung bestimmte Werte von Φ ergeben müssen.

Als die eigentlichen thermodynamischen Konstanten können also offenbar nur diejenigen betrachtet werden, die bei Abwesenheit elektrischer Energiequellen, d. h. durch die rein spontane Temperaturcharakteristik ermittelt werden.

Diese Konstanten werden im vorliegenden Fall auch nicht mit denjenigen des reinen Nickels übereinstimmen. Auch sie werden durch die Anwesenheit der angelagerten Verunreinigungen modifiziert sein; aber sie werden denjenigen des reinen Metalles doch sicher bedeutend näher kommen als die mit Sättigungsstrom erhaltenen.

Die auf dem Gebiete der Glühelektrizität, der Lichtelektrizität und der Kontaktpotentialdifferenzen gemachten Erfahrungen legen allgemein die Vermutung nahe, daß sich die Austrittsarbeiten Φ zweier Metalle umgekehrt zueinander verhalten wie die Atomradien bzw. wie die dritten Wurzeln aus den Atomvolumina. Die auch von Richardson befürwortete Anwendung dieses Prinzipes würde aus dem zweifellos reinen Wert für Platin ($\Phi = 6,90 \cdot 10^{-12}$) für völlig reines Nickel den Wert $\Phi = 7,7 \cdot 10^{-12}$ ergeben, dem, wie man sieht, tatsächlich der hier gefundene spontane Wert $7,0 \cdot 10^{-12}$ beträchtlich näherkommt als derjenige der Sättigungsstrommethode $\Phi_s = 4,68 \cdot 10^{-12}$.

Für die Ermittlung der eigentlichen Metallkonstanten sind also nur spontane Temperaturcharakteristiken ohne weiteres

verwendbar. Die Sättigungscharakteristiken liefern nur in solchen Fällen richtige Werte, in denen sie bei hoher Reinheit des Metalles mit den spontanen Charakteristiken identisch werden.

Dritter Abschnitt.

Das glühelektrische Element.

I. Einleitung.

Die Untersuchung über die spontane glühelektrische Elektronenemission hatte ergeben, daß sowohl die Platin- als auch die Nickelelektrode, und daher vermutlich auch jeder andere einigermaßen definierte Stoff, bei dauerndem Glühen bestimmten Endzuständen zustreben, an denen sich dann bei noch so lange fortgesetztem Glühen nichts mehr wesentlich ändert. Die in diesem Zustand beobachtete Emission ist, weil durch die Versuchsanordnung die Mitwirkung elektrischer Energiequellen ausgeschlossen war, rein thermischer Natur. Als Glühelement aufgefaßt, kann also die bei unseren Versuchen benutzte Anordnung dauernd Wärmeenergie in elektrische Energie umsetzen.

Unsere bisherigen Untersuchungen haben also die Möglichkeit glühelektrischer Elemente genügend sicher gestellt. Sie beschränkten sich dabei auf einen besonderen Typ von Glühelementen, der bei den Platinversuchen streng, bei den Nickelversuchen sehr angenähert vorlag, nämlich denjenigen, bei dem beide Elektroden samt ihren Zuführungen aus einem und demselben Material bestehen. Wir wollen diese speziellen Glühelemente *einfache Glühelemente* nennen.

Solche einfache Glühelemente wollen wir auch weiterhin behandeln, aber nunmehr unter dem durch das Thema vorgezeichneten Gesichtspunkt ihrer elektrischen Arbeitsleistung.

II. Das einfache Glühelement bei Entnahme elektrischer Arbeit.

A. Allgemeines Schema und Untersuchungsmethode.

In dem bisher betrachteten kurz geschlossenen Zustand ist die von dem Glühelement geleistete elektrische Arbeit verschwindend klein. Soll das Element Arbeit leisten, so muß den Elektronen, wenn sie durch den äußeren Kreis zur Glühelektrode zurückströmen, Gelegenheit geboten werden, eine elektrische *Gegenspannung* zu überwinden.

Dieser Fall möge unter der einfachen Voraussetzung, daß diese eine Ohmsche Gegenspannung sei, an dem Schema der Fig. 5 erörtert werden. Die Glühelktrode werde, wie in den Figg. 1a und 1b, als eine durch Einstrahlung geheizte kleine Platinscheibe angenommen, der eine größere, kühler gehaltene, ebenfalls aus Platin bestehende Gegenelektrode parallel gegenübersteht. Diejenigen Punkte X und Y der Zuleitungen, in denen die Temperatur gleich der Zimmertemperatur geworden ist, sind als die Klemmen des Glüh-elementes zu betrachten.

Wird der Kreis zwischen X und Y durch einen Widerstand w geschlossen, und fließt dann der spontane glühelktische Strom i , so stellt sich zwischen X und Y die Ohmsche Gegenspannung $i \cdot w$ ein. Die ihr entgegengesetzt gleiche Spannung zwischen X und Y ist die *Klemmenspannung* K des Elementes. Diese ist von der zwischen den Elektroden herrschenden Potentialdifferenz V nur um den längs der Zuführungsdrähte bis zu den Punkten X und Y vorhandenen Spannungsabfall verschieden. Wir wollen bis auf weiteres annehmen, der Widerstand der Zuleitungen sei, wie dies bei den bisherigen Versuchen ja auch stets der Fall war, klein gegen den zwischen X und Y gelegenen. Dann ist auch der Spannungsabfall längs der Zuführungen gegen denjenigen zwischen X und Y zu vernachlässigen, und es ist: $K = V$.

Der experimentellen Untersuchung des so skizzierten Elementes soll im folgenden getreu den Grundsätzen der angewandten Elektrizitätslehre die Aufnahme der Charakteristik zugrunde gelegt werden. Man versteht darunter die Abhängigkeit des arbeitenden Stromes i von der Klemmenspannung K . Wir wollen diese Beziehung speziell *die Arbeitscharakteristik* des Glüh-elementes nennen.

Sie tritt zu der schon im vorigen Abschnitt eingeführten (spontanen) Temperaturcharakteristik und vermag mit dieser

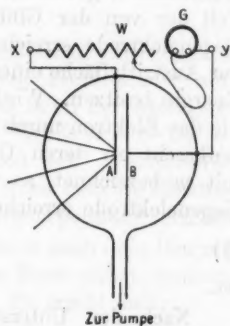


Fig. 5.

G = Galvanometer.
 w = Ohmscher Widerstand.
 A = Glühelktrode.
 B = Gegenelektrode.

zusammen die Arbeitsweise des Glühelementes vollständig zu beschreiben.

B. Theorie der Arbeitscharakteristik auf Grund der Richardson'schen Geschwindigkeitsverteilung.

Die Form der Arbeitscharakteristik bestimmt sich durch die Geschwindigkeitsverteilung der aus der Glühelektrode austretenden Elektronen. Bei einer bestimmten Elektrodenpotentialdifferenz V wird, wenn wir uns an die in Fig. 5 angenommenen geometrischen Verhältnisse halten, nur derjenige Teil der von der Glühelektrode ausgehenden Elektronen die Gegenelektrode erreichen können, die in Richtung senkrecht zur Austrittsfläche einen genügend hohen Betrag an kinetischer Energie besitzen. Wird also die Geschwindigkeitskomponente, die das Elektron unmittelbar nach Verlassen der Glühelektrode senkrecht zu deren Oberfläche besitzt, mit u , seine Masse mit m bezeichnet, so werden nur diejenigen Elektronen die Gegenelektrode erreichen können, für die:

$$(1) \quad \frac{1}{2} m u^2 \geq e V$$

ist.

Nach den Untersuchungen Richardsons verlassen die Elektronen die glühende Oberfläche in derselben Geschwindigkeitsverteilung, wie wenn sie aus einem Raume von der bekannten (räumlichen) Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung und der Temperatur der Glühelektrode heraustreten würden.¹⁾ Die sich daraus speziell für die Komponente u ergebende Verteilung ist derart, daß, wenn die Zahl der ausgesandten Elektronen pro Zeiteinheit und pro Quadratcentimeter Glühfläche Z_0 genannt wird, die Zahl derjenigen Elektronen, die der obigen Ungleichung (1) genügen,

$$(2) \quad Z = Z_0 \cdot e^{-\frac{e V}{k T}}$$

beträgt. Der zur Potentialdifferenz V gehörige Arbeitsstrom beträgt also pro Flächeneinheit:

$$j = Z \cdot e = Z_0 \cdot e \cdot e^{-\frac{e V}{k T}}$$

Schließt man das Element kurz, d. h. ist $V = 0$, so ergibt

1) O. W. Richardson, Phil. Mag. 16. p. 353 u. 890. 1908.

$j = Z_0 \cdot \varepsilon = j_0$ die spontane Kurzschlußstromdichte; es ist also:

$$j = j_0 \cdot e^{-\frac{\varepsilon V}{kT}},$$

und somit:

$$i = i_0 \cdot e^{-\frac{\varepsilon V}{kT}}$$

der Wert des von der gesamten Glühfläche bei der Potentialdifferenz V erhaltenen Arbeitsstromes.

Für $V = K$ ergibt sich so die *Arbeitscharakteristik* des Elementes in der Form:

$$(3) \quad i = i_0 \cdot e^{-\frac{\varepsilon K}{kT}}.$$

Diese Beziehung hat Richardson unmittelbar experimentell bestätigt, indem er das Glühelement ein Elektrometer aufladen ließ und durch graphische Differentiation der Abhängigkeit des Potentials von der Zeit die Größe $i = C \cdot dV/dt$ (C = Elektrometerekapazität) als Funktion von V ermittelte. Daran kann sich natürlich nichts ändern, wenn man die Elektrometerspannung durch die Ohmsche Gegenspannung ersetzt.

Für die experimentelle Bestätigung ist es nach dem Beispiel Richardsons zweckmäßiger, nicht diese Form selbst, sondern die logarithmierte Form zu verwenden. Es ergibt sich:

$$\lg \frac{i}{i_0} = -\lg e \cdot \frac{\varepsilon}{kT} \cdot K = -\frac{0,434 \cdot 1,585 \cdot 10^{-20} \cdot K}{1,85 \cdot 10^{-16} T}$$

oder

$$\lg \frac{i}{i_0} = -0,51 \cdot 10^{-4} \frac{1}{T} \cdot K \text{ (elektromag. Einh.)}$$

(\lg = gewöhnlicher 10er- \lg), oder wenn K in Volt ausgedrückt wird:

$$(4) \quad \lg \frac{i}{i_0} = -0,51 \cdot 10^4 \cdot \frac{1}{T} \cdot K.$$

$\lg i/i_0$ ist also, als Funktion von K betrachtet, eine Gerade, deren Gefälle umgekehrt proportional ist der zugehörigen absoluten Temperatur.

C. Die experimentellen Ergebnisse.

1. Versuche an Platin.

a) Versuche mit dem älteren Apparat.

Eine solche bei 1000° C. mit dem älteren Apparat für Platin erhaltene Charakteristik findet sich in Tab. XII.

Tabelle XII.

w (Ohm)	i (Amp.)	K (Volt)	$2 + \lg(i/i_0)$
0	$8,74 \cdot 10^{-8}$	0	2,0
$1,72 \cdot 10^6$	$4,56 \cdot 10^{-8}$	0,0785	1,717
$4,28 \cdot 10^6$	$2,88 \cdot 10^{-8}$	0,124	1,520
$8,84 \cdot 10^6$	$2,015 \cdot 10^{-8}$	0,1785	1,362
$2,63 \cdot 10^7$	$0,99 \cdot 10^{-8}$	0,261	1,054
$9,34 \cdot 10^7$	$0,39 \cdot 10^{-8}$	0,365	0,649

Es bedeuten w die nacheinander eingeschalteten Tuschewiderstände¹⁾, i die zugehörigen Werte des Arbeitstromes; $K = i \cdot w$ ist die daraus berechnete Klemmenspannung. Die Werte dieser letzteren sind in Diagramm 6 als Abszissen, als Ordinaten aber die Zahlen $2 + \lg i/i_0$ (i_0 = Kurzschlußstrom für $w = 0$) aufgetragen worden.

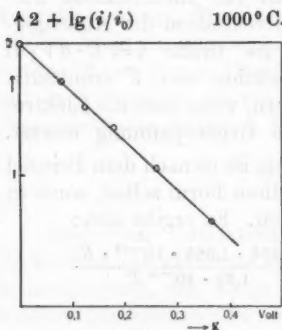


Diagramm 6.

Wie man sieht, liegen die Punkte befriedigend auf einer Geraden. Ihr Gefälle ist dabei ein wenig kleiner als theoretisch gefordert. Sie schneidet auf der Größe 1 bei einem Werte $K_s = 0,271$, der etwas größer ist als der theoretisch geforderte 0,25.

In dieser Weise sind mit dem älteren Apparat in der Gegend von 1000°C. eine größere Zahl solcher logarithmischer Charakteristiken aufgenommen worden. Stets ergab sich, daß, wenn keine merkliche positive Emission mehr vorhanden ist, d. h. im ganzen regulären Zustandsgebiet die logarithmische Charakteristik geradlinig verläuft. In allen diesen Fällen stimmt das Gefälle der logarithmischen Geraden mit dem von der Theorie geforderten nahe überein; die experimentell erhaltenen Geraden verlaufen dabei im allgemeinen, wie bei dem obigen Beispiel etwas weniger steil als theoretisch zu erwarten wäre. Die Abweichung erfolgt

1) Die Tuschewiderstände waren zusammen mit einem Trockenmittel in versiegelten Glasgefäßen eingeschlossen und hielten sich so einigermaßen konstant; doch wurden sie zur Sicherheit unmittelbar vor oder nach Aufnahme einer Charakteristik jeweils einer Kontrolleichtung unterzogen.

also stets in einem für die Wirkungsweise des Glühelementes günstigen Sinne.

b) Versuche mit dem neuen Apparat.

Mit dem neuen Apparat ergaben sich in der Gegend von 1000°C . Arbeitscharakteristiken, die genau denselben Verlauf wie die soeben bei dem alten Apparat besprochenen zeigen. Dagegen wichen die bei höheren Temperaturen erhaltenen Charakteristiken von dem theoretisch geforderten Verlaufe ab.

Diese Abweichungen sind wahrscheinlich darauf zurückzuführen, daß bei höherer Temperatur gewisse Fremdstoffe von der Glühelektrode zur Gegenelektrode hinüberdestillieren, wodurch sich in den Kreis eine Kontaktpotentialdifferenz ein-drängt. Da diese Abweichungen ebenfalls in einem für das Glühelement günstigen Sinn erfolgen, soll hier nicht näher auf diesen Gegenstand eingegangen werden.

2. Versuche an Nickel.

Die mit dem neuen Apparat bei Nickelelektroden in der Gegend von 1000°C . aufgenommenen Arbeitscharakteristiken zeigen im großen und ganzen denselben Verlauf, der bei derselben Temperatur auch bei Platin beobachtet worden war. Eine solche Charakteristik ist in Diagramm 7 wiedergegeben. Auch hier ist das Gefälle der experimentell gefundenen Geraden etwas kleiner als theoretisch zu erwarten. Die Gerade sollte auf der Abszisse statt bei 0,54 bei 0,50 einschneiden.

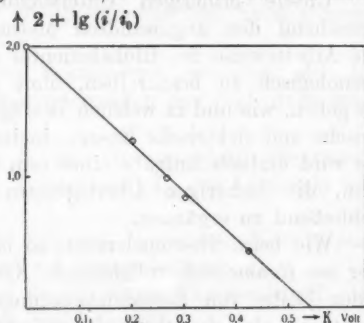


Diagramm 7.

Versuche bei höherer Temperatur ließen sich, weil die Heizeinrichtung durch die langen Glühperioden verbraucht war, leider nicht mehr ausführen.

3. Zusammenfassung.

Zusammenfassend kann man diesen Versuchen entnehmen, daß allgemein die Arbeitscharakteristik des einfachen Glühelementes tatsächlich den durch die Formel:

$$i = i_0 e^{-\frac{eK}{kT}}$$

dargestellten Verlauf zeigt.

Dies gilt, wenn man sich der für die beobachtete Ausnahme vorgeschlagenen Erklärung anschließt, auch für höhere Temperaturen, sofern nur auch dann noch der Charakter des *einfachen* Glühelementes erhalten bleibt.

Diese Form der Arbeitscharakteristik scheint auch nicht streng daran gebunden zu sein, daß die Elektroden wie in Fig. 5 ebene Flächen sind, sondern diese können auch gekrümmt sein, wenn sie nur einander nahe und parallel verlaufen.

Abweichungen aber von dieser Form sind nur in einem für die Leistungsfähigkeit des Glühelementes günstigen Sinne beobachtet worden.

III. Die Energetik des einfachen Glühelementes.

A. Der thermodynamische Kreisprozeß.

Unsere bisherigen Untersuchungen mußten sich, entsprechend den angewandten Methoden darauf beschränken, die Arbeitsweise des Glühelementes mehr oder weniger phänomenologisch zu beschreiben, ohne schon darüber Aufschluß zu geben, wie und in welchen Beträgen im Glühelement¹⁾ thermische und elektrische Energie ineinander übergeführt werden. Es wird deshalb Aufgabe einer rein energetischen Betrachtung sein, die bisherigen Überlegungen in dieser Richtung abschließend zu ergänzen.

Wie beim Thermoelement, so ist auch beim Glühelement der *im Raume* sich vollziehende Kreislauf der Elektronen mit einer Reihe von Zustandsänderungen verbunden, deren Gesamtheit als ein *thermodynamischer Kreisprozeß* angesehen werden kann. Sowohl beim Thermoelement als auch beim Glühelement ist jedoch dieser Prozeß nicht völlig rein vorhanden, sondern begleitet von Wärmeleitungs- und Wärmestrahlungsprozessen.

Als solche kommen hier in Betracht:

1. Eine Wärmeleitung, die die emittierten Elektronen selbst durch Abgabe eines Überschusses mittlerer kinetischer

1) Darunter ist, wenn nicht ausdrücklich anders bemerkt, das einfache Glühelement zu verstehen.

Energie von der Glühelektrode nach der Gegenelektrode übermitteln, die wir kurz als die *innere Wärmeleitung* des Elementes bezeichnen wollen. Die pro Zeiteinheit dadurch übertragene Wärmemenge sei Q_1 .

2. Die durch die äußere Zuführung von der Glühelektrode aus direkt stattfindende metallische Wärmeleitung. Sie sei als die *äußere Wärmeleitung* des Elementes, der dadurch pro Zeiteinheit bedingte Wärmeverlust mit Q_2 bezeichnet.

3. Die durch Wärmestrahlung von der Glühelektrode zur Gegenelektrode direkt übertragene Wärme; der pro Zeiteinheit dadurch bedingte Verlust sei Q_3 .

Alle diese drei Formen von Energieübertragung sind irreversibler Natur und entziehen sich als solche der eigentlichen thermodynamischen Behandlung. Wir sehen uns deshalb, wie in der Thomsonschen Theorie der Thermoelektrizität, zur Annahme genötigt, daß diese Prozesse, ohne irgendwie zur Erzeugung elektrischer Energie beizutragen, dem eigentlichen Arbeitsprozeß unabhängig überlagert und deshalb als außerhalb des thermodynamischen Kreisprozesses stattfindend zu betrachten sind.

Nach Abtrennung dieser Sekundärprozesse stellt sich der eigentliche Arbeitsprozeß folgendermaßen dar (vgl. dazu etwa wieder Fig. 5):

1. Ein Quantum (z. B. ein Grammmolekül) Elektronen werden bei der absoluten Temperatur T_2 der Glühelektrode *isothermisch* verdampft.

2. Sie gelangen, ohne mit der Umgebung Wärme auszutauschen, d. h. *adiabatisch* zur Gegenelektrode B.

3. Dort werden sie bei der absoluten Temperatur T_1 der Gegenelektrode *isothermisch* „kondensiert“.

4. Dann fließen sie durch die äußere Leitungsbahn zur Glühelektrode zurück.

Dieser letztere Übergang ist verbunden mit der durch den Thomseffekt bedingten Wärmetönung, erfolgt also an sich nicht adiabatisch. Diese Wärmetönung ist jedoch allgemein gering gegen diejenige der Verdampfung bzw. diejenige der Kondensation. Nehmen wir beispielsweise an, die Zuleitung zur Glühelektrode bestehe aus Platin, und die Temperaturdifferenz an ihren Enden betrage 1000° , so ergibt sich aus der für Platin bekannten Thomsonwärme, daß das in

diesem Temperaturgefälle aufsteigende Elektron auf seinem ganzen Weg von Zimmertemperatur bis zur Glühelektrode ein Wärmemenge $1,42 \cdot 10^{-14}$ Erg. absorbiert, d. h. eine Wärmemenge, die weniger als 1 Proz. von derjenigen ausmacht, die mit der Verdampfung bzw. mit der Kondensation des Elektrons verbunden ist ($\Phi = 6,9 \cdot 10^{-12}$ Erg.). Ähnliche Verhältnisse würden sich auch bei Verwendung anderer Metalle ergeben. Wir können daher unbedenklich auch die Zustandsänderung 4 als adiabatisch erfolgend betrachten.

Der ganze Kreisprozeß setzt sich dann aus zwei isothermischen und zwei adiabatischen Zustandsänderungen zusammen. *Er stellt also einen einfachen Carnotschen Kreisprozeß dar.*

Sofern man nur diesen thermodynamischen Kreisprozeß der Elektronen in Betracht zieht, ist der Nutzeffekt der im Glühelement stattfindenden Umsetzung wie bei einem Carnotschen Kreisprozeß

$$N_0 = \frac{T_2 - T_1}{T_2},$$

also unabhängig vom Material, allein bestimmt durch die absoluten Temperaturen der beiden Elektroden.

B. Der gesamte Umsetzungsprozeß mit Berücksichtigung der Wärmeleitung und Wärmestrahlung.

Der aus der thermodynamischen Betrachtung sich ergebende Nutzeffekt besitzt jedoch lediglich ideelles Interesse. Zur Diskussion der Frage, inwieweit der im Glühelement stattfindende Umsetzungsprozeß von Wärmeenergie in elektrische Energie auch *ökonomisch* verläuft, ist es vor allem nötig, die genannten, durch Wärmeleitung und Wärmestrahlung bedingten Energieverluste einzeln zu berechnen und insbesondere diejenigen Bedingungen aufzusuchen, unter denen der praktische Nutzeffekt möglichst groß wird. Die ausführliche Wiedergabe dieser Untersuchung mit den einzelnen Berechnungen und abzweigenden Überlegungen würde jedoch zu weit führen. Wir möchten uns daher darauf beschränken, nur den Gedankengang selbst kurz zu skizzieren.

1. Definition des praktischen Nutzeffektes.

Als praktischen Nutzeffekt werden wir das Verhältnis der äußeren Nutzleistung L_a zu der gesamten, dem Apparat

pro Zeiteinheit zugeführten Wärmemenge Q betrachten müssen. Es ist also: $N = L_a/Q$.

2. Die äußere Leistung L_a .

Die äußere Nutzleistung L_a ist, wenn wieder mit K die Klemmenspannung bezeichnet wird, $L_a = K \cdot i$. Sie war bei unseren bisherigen Untersuchungen, da wegen Vernachlässigung des Widerstandes der Zuleitungen $K = V$ (V = Elektroden-spannung) gesetzt werden konnte, gleich der gesamten Leistung: $L = i \cdot V$. Diese Voraussetzung läßt sich jedoch im folgenden nicht mehr beibehalten. Wir müssen damit rechnen, daß die Zuleitungen einen gewissen nicht zu vernachlässigenden Widerstand besitzen, den wir als den inneren Widerstand des Elements ansehen können. Dieser sei w_i ; der auf ihm stattfindende Leistungsverbrauch werde L_i genannt. Dann ist $L = L_i + L_a$, oder $L_a = L - L_i$. L_a läßt sich folgendermaßen berechnen:

Nach der aus der Richardsonschen Geschwindigkeitsverteilung folgenden Beziehung

$$i = i_0 e^{-\frac{eV}{kT}}$$

läßt sich L schreiben:

$$L = i \cdot V = i_0 V \cdot e^{-\frac{eV}{kT}}.$$

Aus einer bestimmten Elektrodenspannung V folgt also ein bestimmter Wert des arbeitenden Stromes i , daraus L und für einen vorgegebenen inneren Widerstand w_i , der Wert $L_i = i^2 \cdot w_i$, also auch $L_a = L - L_i$.

3. Die gesamte dem Element zugeführte Wärmemenge.

Die gesamte dem Element pro Zeiteinheit zugeführte Wärmeenergie Q besteht außer der zur Erhaltung des eigentlichen thermodynamischen Kreisprozesses zugeführten Wärmemenge, die wir mit Q_i bezeichnen wollen, aus den schon vermerkten Wärmeverlusten durch innere und äußere Wärmeleitung und Wärmestrahlung. Es ist also:

$$Q = Q_i + Q_l + Q_a + Q_s.$$

4. Größenordnung des praktischen Nutzeffektes.

Dieser gesamte praktische Nutzeffekt

$$N = \frac{L_a}{Q} = \frac{L_a}{Q_i + Q_l + Q_a + Q_s}$$

ist nun wegen des alles überwiegenden Strahlungsverlustes Q_s außerordentlich gering. Im Falle des Platinglühelentes be-

trug beispielsweise die maximale Leistung, die dem Element bei 1000° C. und 23 qcm Glühfläche entzogen werden konnte, etwa $1,5 \cdot 10^{-9}$ Watt; die gesamte dem Element zugeführte Heizenergie aber betrug 150 Watt, wovon etwa 100 durch die Glühelektrode selbst ausgestrahlt wurden. Es ist also in diesem Fall $N = 1,5 \cdot 10^{-11}$.

C. Der ohne Berücksichtigung des Strahlungsverlustes sich ergebende Nutzeffekt.

Da es aussichtslos erscheint, den praktischen Nutzeffekt seiner Größenordnung nach erheblich zu verbessern, und da andererseits die Strahlung mit der glühelektrischen Umsetzung viel weniger innig zusammenhängt als die schon genannten Verluste durch innere und äußere Wärmeleitung Q_i und Q_a , so war es nicht uninteressant zu ermitteln, welchen Nutzeffekt das Element geben würde, wenn man von dem Strahlungsverlust ganz absehen könnte.

Zur Berechnung des danach übrigbleibenden Nutzeffektes

$$N_1 = \frac{L_a}{Q_i + Q_i + Q_a}$$

sind außer L_a noch Q_i , Q_i und Q_a zu berechnen.

Dies geschieht für Q_i durch die nähere Erörterung des thermodynamischen Kreisprozesses. Q_i aber ist durch die Richardsonsche Geschwindigkeitsverteilung ebenfalls bestimmt. Q_a schließlich hängt von der Wahl des inneren Widerstandes w_i ab. Verfügt man über diesen so, daß N_1 ein Maximum wird, so nimmt auch Q_a einen bestimmten Wert an.

Es zeigt sich nun, daß der sich so ergebende Nutzeffekt N_1 beträchtliche Werte annehmen kann, die für gewisse Betriebszustände des Elementes nahe an den idealen Carnotschen Nutzeffekt heranreichen.

Schluß.

Unsere Untersuchungen führen somit zu folgendem Ergebnis: Glühelemente sind an sich möglich. Wegen des unverhältnismäßig hohen Strahlungsverlustes arbeiten sie im ganzen völlig unökonomisch. Doch ist die Strahlung die einzige Ursache der Unmöglichkeit ihrer praktischen Verwendbarkeit, denn innerhalb der nach Abzug der Strahlung verbleibenden Naturgesetzlichkeit arbeiten sie mit beträchtlich hohem Nutzeffekt.

(Eingegangen 14. Juni 1915.)

**2. Bestimmung der wahren Temperatur fester
Körper aus dem Schnittpunkt der logarithmischen
Isochromaten im sichtbaren Spektrum;
von Elisabeth Benedict.**

(Breslauer Dissertation.)

(Hierzu Tafel IX.)

I. Teil.

§ 1. Einleitung und Ziel der Untersuchungen.

Als Grundlage für die Temperaturbestimmung einer Substanz kann jede Eigenschaft dienen, die gesetzmäßig von der Temperatur abhängt und bei demselben Temperaturpunkt sich immer wieder in gleicher Weise zeigt. Ein qualitatives Maß für die Temperatur eines Körpers bildete von jeher die Intensität seiner Licht- und Wärmeemission; der quantitative Zusammenhang zwischen diesen beiden Größen weist aber bei den verschiedenen Substanzen erhebliche Unterschiede auf. Es wäre daher nicht möglich gewesen auf diese Eigenschaft eine Temperaturskala aufzubauen, etwa wie auf die Gesetze, durch die das Volumen bzw. der Druck, der elektrische Widerstand und die thermoelektrische Kraft mit der Temperatur verknüpft sind, wenn es nicht gelungen wäre, die Strahlungseigenschaften aller Temperaturstrahler einem allgemeinen Prinzip unterzuordnen. G. Kirchhoff verbindet durch sein Gesetz von der „Emission und Absorption des Lichtes“ die Emission aller Körper, deren Strahlung lediglich durch die kinetische Energie ihrer Moleküle gegeben ist, in einfacher Weise mit der des absolut „schwarzen Körpers“, d. h. eines Körpers, der alle auf ihn fallenden Strahlen absorbiert, also weder Strahlen reflektiert, noch hindurchläßt. In mathematischer Formulierung lautet der Kirchhoffsche Satz:

$$\left[\frac{E_\lambda}{A_\lambda} = S_\lambda \right]_T$$

wo E_λ bzw. A_λ das Emissions- bzw. Absorptionsvermögen eines beliebigen Temperaturstrahlers, S_λ das Emissionsvermögen des absolut schwarzen Körpers bedeutet und alle Größen auf gleiche

Wellenlänge und Temperatur bezogen sind. Diese von jeder substantiellen Beschaffenheit freie Strahlung, die kein in der Natur vorkommender Körper aufweisen kann, wurde auf Grund der Kirchhoffschen Hohlraumtheorie von Lummer und Wien¹⁾ verwirklicht durch die Strahlung, die aus einer kleinen Öffnung eines aus einer beliebigen Substanz gebildeten, völlig gleich temperierten Hohlraumes tritt. Hiermit und mit der Festlegung der Gesetze der schwarzen Strahlung stand der Thermometrie ein neuer Weg offen, der den Vorteil bot, mit Anschluß an die gasthermometrische Temperaturskala höhere Temperaturen messen zu können als mit dieser selbst und der Notwendigkeit enthoben zu sein, das Temperaturgleichgewicht des betreffenden Körpers durch Einführung des Meßinstrumentes, soweit eine solche überhaupt möglich ist, zu stören. Durch die Kenntnis des gesetzmäßigen Zusammenhanges der Strahlungsenergie einer Wellenlänge mit der Temperatur ist die Möglichkeit gegeben auf photometrischem Wege die Temperatur von Temperaturstrahlern zu bestimmen. Solange das Produkt $\lambda \cdot T$ die Grenze 3000 nicht überschreitet, ist die Energieverteilung im Spektrum eines schwarzen Körpers mit genügender Genauigkeit gegeben durch die Plancksche Spektralgleichung in der Wienschen Form:

$$E_{\lambda} = c_1 \cdot \lambda^{-5} \cdot e^{-\frac{c_2}{\lambda \cdot T}}.$$

Logarithmiert man diese Gleichung im Briggschen System, so erhält man:

$$\log E_{\lambda} = \log (c_1 \cdot \lambda^{-5}) - \frac{c_2}{\lambda \cdot T} \cdot \log e.$$

Hieraus ersieht man, daß $\log E_{\lambda}$ eine lineare Funktion von $1/T$ ist. Mit Hilfe der „*logarithmischen Isochromaten*“, die für eine bestimmte Wellenlänge den Anstieg der Energie mit der Temperatur zeigen, ist es möglich durch eine einzige photometrische Einstellung die Temperatur eines schwarzen Temperaturstrahlers zu bestimmen, sobald mit dem benutzten Spektralphotometer einmal die logarithmischen Isochromaten der schwarzen Strahlung bestimmt sind. Für nicht schwarze Temperaturstrahler findet man auf diese Weise nicht ihre *wahre Temperatur*, sondern die sogenannte *schwarze Temperatur*, d. h. die Temperatur, die ein schwarzer Körper von gleicher

1) O. Lummer u. W. Wien, Wied. Ann. 56. p. 451—456. 1895.

Helligkeit besitzen würde. Die schwarze Temperatur eines Körpers liegt stets tiefer als seine wahre Temperatur, da ein schwarzer Körper für jede Wellenlänge und jede Temperatur eine größere Strahlungsenergie besitzt, als ein beliebiger Temperaturstrahler für die gleiche Wellenlänge und die gleiche Temperatur. Kennt man das Absorptionsvermögen eines solchen Strahlers, so kann man mit Hilfe des Kirchhoffschen Gesetzes aus der schwarzen Temperatur seine wahre berechnen. Messungen der schwarzen Temperatur auf Grund der logarithmischen Isochromaten wurden von Wanner¹⁾ ausgeführt. An seine Arbeit knüpfen Lummer und Pringsheim²⁾ in ihrer Abhandlung „Temperaturbestimmung hochoerhitzter Körper auf bolometrischem und photometrischem Wege“ an. Indem sie die Helligkeit eines schwarzen Körpers bei verschiedenen Temperaturen an verschiedenen Wellenlängen mit der einer konstanten Lichtquelle vergleichen, bestätigen sie, daß innerhalb der oben erwähnten Grenze die logarithmischen Isochromaten gerade Linien sind; die Strahlungseigenschaften der Vergleichslichtquelle spielen bei dem geradlinigen Verlauf keine Rolle. Als solche benutzten Lummer und Pringsheim eine starkfadige Kohlenfaden-Glühlampe. Sie kommen bei dieser Untersuchung zu dem bemerkenswerten Ergebnis, daß die verlängerten schwarzen logarithmischen Isochromaten sich in einem Punkte schneiden. *Ein solcher Schnittpunkt würde aussagen, daß bei einer bestimmten Temperatur des schwarzen Körpers die Vergleichslichtquelle die gleiche Energieverteilung hat wie dieser, d. h. daß sie wie ein grauer Körper strahlt.* Gleichzeitig würde die durch den Schnittpunkt der logarithmischen Isochromaten bestimmte Temperatur die wahre Temperatur der Vergleichslichtquelle sein. Lummer-Pringsheim weisen am Ende der erwähnten Abhandlung darauf hin, daß mit diesem Schluß einer neuen Methode der Temperaturbestimmung der Weg gewiesen wird.

Im Anschluß hieran unternahm ich in der vorliegenden Arbeit auf Anregung von Herrn Geheimen Regierungsrat Professor Dr. Lummer die Untersuchung folgender Fragen:

1) H. Wanner, „Photometrische Messungen der Strahlung schwarzer Körper“, Ann. d. Phys. 2. p. 141–157. 1900.

2) O. Lummer u. E. Pringsheim, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. 3. p. 36–42. 1901.

1. Gibt es Temperaturstrahler, die zu einem Schnittpunkt der logarithmischen Isochromaten führen?

2. Eignet sich dieser Schnittpunkt zu einer exakten Angabe der wahren Temperatur?

3. Lassen sich aus seinem Nichtvorhandensein Schlüsse auf das Absorptionsvermögen der in diesem Falle selektiv strahlenden Körper ziehen?

Es sei hier noch darauf hingewiesen, daß die Resultate, die sich bei der Behandlung der ersten Fragen durch meine Versuche ergaben, in ihren Grundzügen bereits von Herrn Geheimrat Lummer in seiner Broschüre „Verflüssigung der Kohle und Herstellung der Sonnentemperatur“¹⁾ veröffentlicht worden sind.

§ 2. Versuchsanordnung.

Im folgenden soll zunächst die zur Aufnahme der logarithmischen Isochromaten dienende Versuchsanordnung kurz beschrieben werden (Fig. 1 u. Fig. 2, Taf. IX). Als Photometer dient

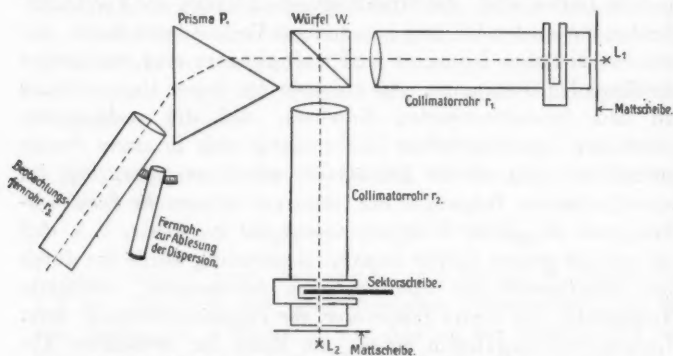


Fig. 1. Lummer-Brodhunsches Spektralphotometer.

das Lummer-Brodhunsche Spektralphotometer²⁾ Sp mit dem Lummerschen Kontrastwürfel W ,³⁾ der das Licht von den

1) Erschienen im Verlage von F. Vieweg & Sohn, 1914.

2) O. Lummer u. E. Brodhun, Zeitschr. f. Instrumentenk. 12. p. 133–140. 1892.

3) O. Lummer u. E. Brodhun, „Lichtmessung durch Schätzung gleicher Helligkeitsunterschiede (Kontrastphotometer)“, Zeitschr. f. Instrumentenk. 9. p. 461–465. 1889.

senkrecht zu seinen Flächen gerichteten Kollimatorrohren r_1 und r_2 empfängt. Vor beiden Spalten der Rohre befinden sich meist Mattglasscheiben, die von den zu untersuchenden Lichtquellen beleuchtet werden. Beide meßbar veränderlichen Spalte haben stets die gleiche Breite, während der Okularspalt des Beobachtungsfernrohres, r_3 , welches das vom Prisma P spektral zerlegte Licht aufnimmt, stets so verändert wird, daß die im Auge empfundene Helligkeit möglichst immer die gleiche ist. In Vorversuchen wurde die Richtigkeit der an den Spalttrommeln angegebenen Einteilung geprüft, indem die Breite der Spalte bei den für die Messungen in Betracht kommenden Stellungen der Trommel mikroskopisch bestimmt wurde. Die Breite der Spalte betrug bei den meisten Messungen 0,01 bis 0,03 mm; nie wurde bei einer Spaltbreite, die 0,1 mm übertraf, photometriert. Die Dispersion des Prismas war so groß, daß die beiden D -Linien gerade getrennt erschienen. Zur Lichtschwächung dient der rotierende Sektor von Lummer-Brodhun,¹⁾ der vor dem Kollimatorrohr r_2 hart vor dem zugehörigen Spalt aufgestellt ist. Einstellung und Ablesung erfolgen während des Rotierens.²⁾ Die Sektorskala wird von der Nernstlampe N beleuchtet und im Fernrohr F abgelesen. Die Sektoröffnung kann von 0° bis zweimal 90° verändert werden; die Größe der Öffnung wird jedoch nicht in Graden, sondern in kleineren Winkleinheiten gemessen, indem der Teilkreis des Sektors in 400 Teile geteilt ist; ein Nonius gestattet noch Hundertstel dieser Teile abzulesen. Reichte der rotierende Sektor zur Lichtschwächung nicht aus, so wurden Rauchgläser benutzt, die in fest mit den Spalten der Kollimatorrohre verbundene Behälter eingesetzt wurden. Die Durchlässigkeit dieser Rauchgläser wurde für die benutzten Wellenlängen ebenfalls mit Hilfe des rotierenden Sektors bestimmt, wobei ihre bekannte Selektivität deutlich zutage trat.

1) O. Lummer u. E. Brodhun, „Photometrische Untersuchungen (Verwendung des Talbotschen Gesetzes in der Photometrie)“, Zeitschr. f. Instrumentenk. 16. p. 300—307. 1896.

2) E. Brodhun, „Vorrichtung zum Ablesen einer rotierenden Teilung“, Zeitschr. f. Instrumentenk. 17. p. 10—14. 1897.

II. Teil.

Untersuchungen an Kohlenfaden-Glühlampen und am positiven Krater der Bogenlampe bei Normaltemperatur; Prüfung der Konstanz des Absorptionsvermögens im sichtbaren Spektrum; Bestimmung der wahren Temperatur.

§ 3. Schwarze logarithmische Isochromaten bezogen auf eine Kohlenfaden-Glühlampe als Vergleichslichtquelle.

Um die Frage zu entscheiden, ob es Lichtquellen gäbe, die wie ein grauer Körper strahlen, wurde zunächst im wesentlichen die Messung wiederholt, die den Resultaten der angeführten Abhandlung von Lummer-Pringsheim zugrunde liegt.

Zur Aufnahme der schwarzen Isochromaten diente der schwarze Körper¹⁾ nach Lummer-Kurlbaum, dessen Temperatur mit einem in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt geeichten Platin-Platinrhodiumthermoelément festgestellt wurde. Der Thermostrom wurde mit Hilfe der Kompensationsmethode gemessen. Als Vergleichslichtquelle diente eine geradfadige Kohlenfaden-Glühlampe mit bekannter Oberfläche, vor der sich eine Mattscheibe befand. Der Lampenstrom wurde während der Messung mit größter Sorgfalt konstant gehalten, da eine Schwankung von 1 Milliampere bereits erhebliche Helligkeitsunterschiede im Photometer hervorrief. Gleichzeitig wurde auch die Spannung am Glühfaden gemessen. Da es nicht möglich war während des Photometrierens das Amperemeter sorgfältig genug zu regulieren, mußte ich die Hilfe einer Anzahl von Damen und Herren, die im Institut arbeiten, ständig in Anspruch nehmen. Ihnen allen danke ich für ihre freundliche Bereitwilligkeit vielmals.

Bezeichnet man die Helligkeit des schwarzen Körpers einer bestimmten Temperatur T_s mit H_s , die der Kohlenfadenlampe von der Temperatur T_K mit H_K und liest man bei der Einstellung auf gleiche Helligkeit bei einer bestimmten Wellenlänge λ die Sektoröffnung α ab, so ist:

$$\frac{(H_s)_{\lambda T_s}}{(H_K)_{\lambda T_K}} = \frac{2\alpha}{400} = \frac{\alpha}{200}.$$

1) O. Lummer u. F. Kurlbaum, „Der elektrisch geglühte schwarze Körper“ Ann. d. Phys. 5. p. 829—839. 1901.

Diese Messung wurde bei sechs verschiedenen Temperaturen des schwarzen Körpers an fünf Wellenlängen ausgeführt; in jeder Farbe wurden jedesmal mindestens fünf Einstellungen gemacht. Multipliziere ich zur genaueren graphischen Darstellung obiges Helligkeitsverhältnis, das ich im folgenden

Tabelle I.

Absol. Temp. des schwarzen Körpers T_s	$\frac{1}{T_s}$	$\log E_\lambda$				
		$\lambda = 0,645 \mu$	$\lambda = 0,592 \mu$	$\lambda = 0,556 \mu$	$\lambda = 0,526 \mu$	$\lambda = 0,500 \mu$
1253°	$7,980 \cdot 10^{-4}$	1,151	0,926	0,732	0,595	0,439
1285	7,780	1,350	1,125	0,930	0,740	—
1339	7,463	1,654	1,476	1,315	1,153	1,030
1458	6,860	2,257	2,129	1,980	1,860	1,779
1545	6,472	2,595	2,487	2,405	2,321	2,281
1630	6,133	2,977	2,881	2,794	2,736	2,666

Schwarze log. Isochromaten:

Kohlenfaden-Glühlampe als Vergleichslichtquelle.

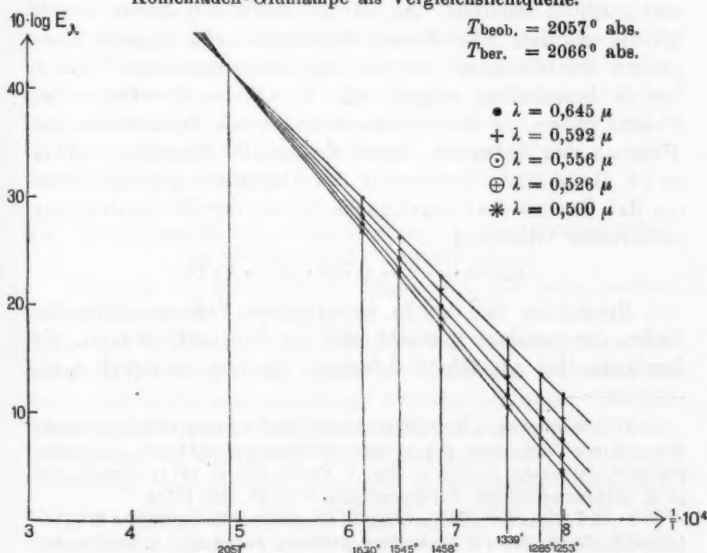
 $T_{\text{beob.}} = 2057^\circ \text{ abs.}$ $T_{\text{ber.}} = 2066^\circ \text{ abs.}$ 

Fig. 3.

immer mit E_1 bezeichnen will, willkürlich mit 100 und trage dann als Ordinaten $10 \cdot \log E_1$, als Abszissen $1/T_s \cdot 10^4$ auf, — die einzelnen Größen enthält Tab. I — so ist aus Fig. 3 zu erkennen, 1. daß die schwarzen logarithmischen Isochromaten *gerade Linien* sind, wie es die Theorie verlangt, 2. daß sich die Isochromaten über die gemessenen Punkte hinaus verlängert in *einem Punkte* schneiden, d. h. daß die benutzte Kohlenfadenlampe wie ein *grauer Körper* strahlt. Aus der Figur liest man die Abszisse des Schnittpunktes ab: $1/T_s \cdot 10^4 = 4,86$; hieraus folgt die *wahre Temperatur* des Kohlenfadens zu $T = 2057^\circ$ abs.

Nun hat Lummer in seinen neuesten Arbeiten^{1, 2)} nachgewiesen, daß die Kohle der Glühlampen dem Stefan-Boltzmannschen Gesetz der Gesamtstrahlung folgt und sich nur ihre Strahlungskonstante von der des schwarzen Körpers unterscheidet. Als Wert der Strahlungskonstanten wurde für Kohle

$$\mu = 0,725 \cdot 10^{-12} \frac{\text{g Kal.}}{\text{cm}^2 \text{ sec}}$$

experimentell ermittelt. Auf Grund dieser Ergebnisse konnte ich die aus dem Schnittpunkt der Isochromaten folgende Temperatur der Glühlampe mit der aus dem gemessenen Wattverbrauch berechneten vergleichen. Ist F die Oberfläche des Fadens in cm^2 , J die in Ampere abgelesene Stromstärke und V die an den Enden des Fadens festgestellte Spannung in Volt, so ist die absolute Temperatur des Glühfadens gegeben durch die das Stefan-Boltzmannsche Gesetz der Gesamtstrahlung enthaltende Gleichung:

$$0,2388 \cdot J \cdot V = 0,725 \cdot 10^{-4} \cdot F \cdot T^4.$$

Hierbei ist für den in einem guten Vakuum glühenden Faden die Annahme gemacht, daß die Joulesche Wärme, die durch die ihm zugeführte elektrische Energie entwickelt wird,

1) O. Lummer, „Neue Methode zur Beobachtung und Berechnung der wahren Temperatur des in einer Glühlampe elektrisch glühenden Fadens“, Jahresber. d. Schles. Ges. f. Vaterl. Kultur 1913; (vorgetragen in d. naturwissenschaftl. Sektionssitzung vom 28. Mai 1913).

2) O. Lummer, „Bestimmung d. Gesamtstrahlungsgesetzes d. Glühlampenkohle mit Hilfe d. beobachteten wahren Temperatur d. leuchtenden Kohlenfadens“, Elektrot. Zeitschr. 34. Jahrg. Heft 50. p. 1428—1449. 1913.

nur durch Ausstrahlung nach außen abgegeben wird. Die Oberfläche F des benutzten Kohlenfadens betrug nach Fabrikangabe $0,8490 \text{ cm}^2$ ($l = 115 \text{ mm}$, $d = 0,235 \text{ mm}$). Eine spätere eigene Ausmessung der Länge l und der Dicke d des Fadens, — die letztere bestimmte ich unter einem Mikroskop, dessen sorgfältig geeichte Okularmikrometerschraube eine Genauigkeit von 1μ zuließ, — bestätigte die erwähnten Angaben. Die aus obiger Gleichung berechnete Temperatur zeigte eine sehr gute Übereinstimmung mit der aus dem Schnittpunkt der Isochromaten gefundenen, sie ergab 2066° abs.

Um mich davon zu überzeugen, daß bei dem aus dem Schnittpunkt der Isochromaten zu ziehenden Schluß nicht etwa selektive Einwirkungen der benutzten Mattglasscheibe in Frage kommen, bestimmte ich ihre Durchlässigkeit mit Hilfe des Sektors für verschiedene Wellenlängen, indem ich eine Kohlenfadenlampe mit mattierter Birne mit und ohne Mattglasscheibe gegen eine zweite photometrierte. Es ergaben sich für alle Wellenlängen Einstellungen des Sektors, deren Abweichungen innerhalb der Fehlergrenzen, die im Maximum 1 Proz. betragen, liegen. Die Mattglasscheibe ruft daher keine Änderung in den Strahlungseigenschaften der sie beleuchtenden Lichtquelle hervor, sie schwächt lediglich ihre Helligkeit. Ich bin daher berechtigt der von der Mattglasscheibe ausgehenden Strahlung die der Kohlenfadenlampe entsprechende Energieverteilung zuzuschreiben.

§ 4. Graue logarithmische Isochromaten — Kohlenfaden-Glühlampen als Vergleichslichtquelle.

Da man auf Grund dieser Ergebnisse, die noch gestützt wurden durch die erwähnten Resultate von Lummer, die Kohle der Glühlampen im *sichtbaren* Teil des Spektrums als *grauen Körper* ansprechen durfte, so ersetzte ich, zunächst um das zeitraubende und kostspielige Arbeiten mit dem schwarzen Körper möglichst zu vermeiden, diesen bei den weiteren Strahlungsmessungen durch eine Kohlenfadenlampe von bekannter Oberfläche. Bei ihr wurden die Watts stufenweise verändert, und bei jeder Stufe ihre Helligkeit für die verschiedenen Wellenlängen mit einer zweiten immer mit konstantem Strom brennenden Kohlenfadenlampe verglichen; aus den genau ab-

gelesenen Watts wurden nach der im vorigen Paragraphen angegebenen Methode die zu jeder Stufe gehörigen absoluten Temperaturen des Kohlenfadens berechnet. Zeigen die so aufgenommenen logarithmischen Isochromaten einen *geradlinigen Verlauf*, so ist dies eine Bestätigung für die Richtigkeit der

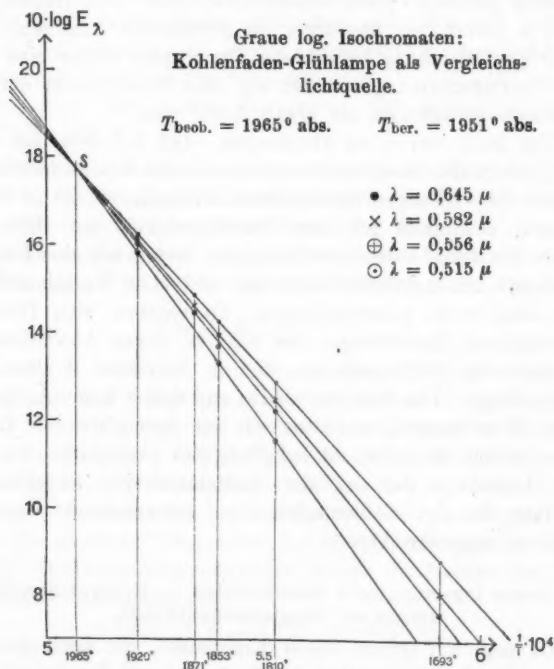
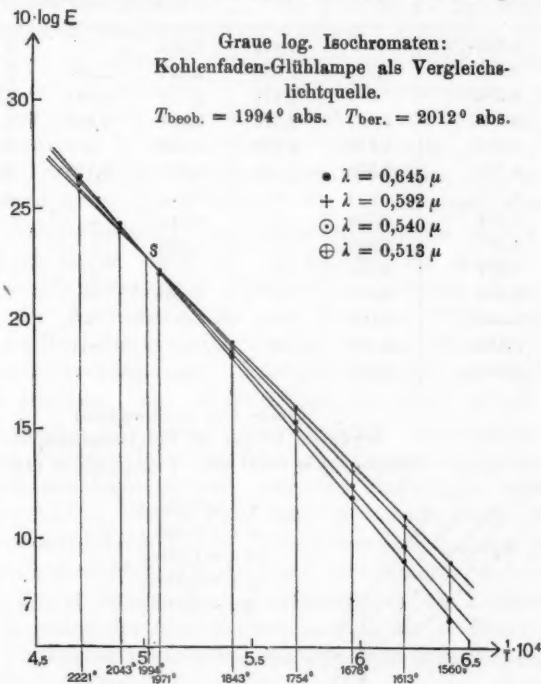


Fig. 4.

Annahme, daß die Glühlampenkohle gemäß dem Stefan-Boltzmannschen Gesetz strahlt, denn unter dieser Voraussetzung sind ja die einzelnen Temperaturen des Glühfadens bestimmt worden. Eine Reihe derartiger Versuche, von denen Fig. 4 und 5 ein Bild geben, lassen deutlich den geradlinigen Anstieg der Isochromaten erkennen.

Diese *grauen logarithmischen Isochromaten* bedeuten gegenüber den schwarzen einen Fortschritt, insofern sie meßbar bis

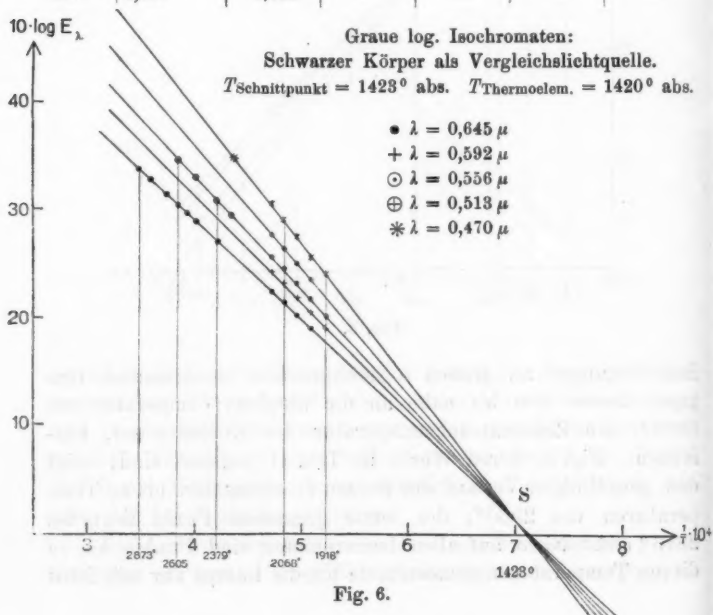
zu Temperaturen zu verfolgen sind, die mehr als 1000° höher liegen als die mit der schwarzen Strahlung erreichbaren Temperaturen, denn den schwarzen Körper kann man nicht über den Schmelzpunkt der Lötstelle des Thermoelementes erhitzen; die Grenze dürfte also hier bei ca. 2000° abs. liegen. Die



Beobachtungen an grauen logarithmischen Isochromaten hingegen lassen sich bis nahe an die absolute Temperatur von 3000° , die Zerspratzungstemperatur des Kohlenfadens, ausführen. Fig. 6, deren Werte in Tab. II gegeben sind, zeigt den geradlinigen Verlauf der grauen Isochromaten bis zu Temperaturen von 2900° ; der letzte gemessene Punkt liegt bei 2873° abs. Nicht auf allen Isochromaten sind Punkte bis zu diesen Temperaturen gemessen, da ich die Lampe nur möglichst

Tabelle II.

Temp. d. Kohlen- faden- lampe T_K	$\frac{1}{T_K}$	$\log E_\lambda$				
		$\lambda = 0,645 \mu$	$\lambda = 0,592 \mu$	$\lambda = 0,556 \mu$	$\lambda = 0,513 \mu$	$\lambda = 0,470 \mu$
1916°	$5,220 \cdot 10^{-4}$	—	1,892	2,009	—	2,393
1968	5,081	1,899	2,052	2,167	2,345	2,540
2019	4,953	2,024	2,179	2,310	2,493	2,740
2068	4,835	2,141	2,310	2,441	2,634	2,880
2075	4,819	2,140	2,310	2,450	—	2,900
2118	4,721	2,239	2,418	2,557	2,759	3,049
2261	4,422	—	—	2,871	—	3,410
2379	4,204	2,720	—	3,110	—	—
2496	4,007	2,890	—	3,320	—	—
2553	3,917	2,980	—	—	—	—
2605	3,839	3,040	—	3,480	—	—
2661	3,758	3,120	—	—	—	—
2769	3,612	3,260	—	—	—	—
2873	3,480	3,385	—	—	—	—



kurze Zeit mit so hoher Belastung brennen wollte. Aus allen derartigen Messungen kann ich auf Grund der *Geradlinigkeit* der logarithmischen Isochromaten den Schluß ziehen, daß der Kohlenfaden in einem Temperaturintervall von ca. 1600° abs. bis 2900° abs. im Sichtbaren ein grauer Strahler ist. Auf die experimentelle Erweiterung, die hierdurch die strahlungstheoretische Temperaturskala erfahren hat, komme ich später zu sprechen. Tiefere Temperaturen als 1600° abs. konnten wegen der zu geringen Helligkeit nicht herangezogen werden.

Ich gehe nun zum zweiten Ergebnis über, das diese grauen Isochromaten in sich schließen: Sie kreuzen sich in *einem Punkte*, wie es die Theorie fordert, wenn der zum Vergleich dienende Körper grau strahlt.¹⁾ Da bei all diesen Messungen eine Kohlenfadenlampe als Vergleichslichtquelle benutzt wurde, so liegt hierin wieder der Beweis, wie ihn schon die entsprechende Messung der schwarzen Isochromaten erbracht hat, daß der Kohlenfaden für *alle* benutzten Wellenlängen im *gleichen* Verhältnis weniger strahlt, als ein schwarzer Körper von gleicher Temperatur. Ich muß hier kurz eins der Ergebnisse erwähnen, die erst im dritten Teil dieser Arbeit behandelt werden: Die grauen logarithmischen Isochromaten liefern *keinen Schnittpunkt*, falls man als *Vergleichslichtquelle* einen *selektiv strahlenden Körper*, etwa eine Platinlampe, verwendet. Man erhält in diesem Falle mehrere Schnittpunkte, wie aus Fig. 9 deutlich zu erkennen ist. Dieses Resultat erst gibt mir die volle Berechtigung in die Hand, den Schnittpunkt schwarzer oder grauer logarithmischer Isochromaten als Kriterium für die Konstanz des Absorptionsvermögens der in Frage stehenden Vergleichslichtquelle innerhalb des benutzten Wellenlängenbezirks zu betrachten.

§ 5. Schwarze und graue logarithmische Isochromaten — positiver Krater der Bogenlampe bei Normaltemperatur als Vergleichslichtquelle.

Die bisherigen Ergebnisse durften jetzt den Stützpunkt bilden für die Entscheidung der Frage: Strahlt auch die *Kohle der Bogenlampe wie ein grauer Körper*? Wäre dies der Fall,

1) Es sei hier besonders auf Fig. 5 hingewiesen, die eine *Interpolation des Schnittpunktes* grauer logarithmischer Isochromaten zeigt.

so wäre damit die Möglichkeit geschaffen die *wahre* Größe der Normaltemperatur der Bogenlampe festzustellen. Nach der Definition¹⁾ von Lummer versteht man unter der „Normaltemperatur der Bogenlampe diejenige Temperatur, welche der positive Krater bei normalem Druck und bei normaler Belastung der Kohlen besitzt; es ist diejenige Temperatur, bei welcher der positive Krater in festem Zustande verdampft“. Um die Antwort auf die oben gestellte Frage zu finden, wurden

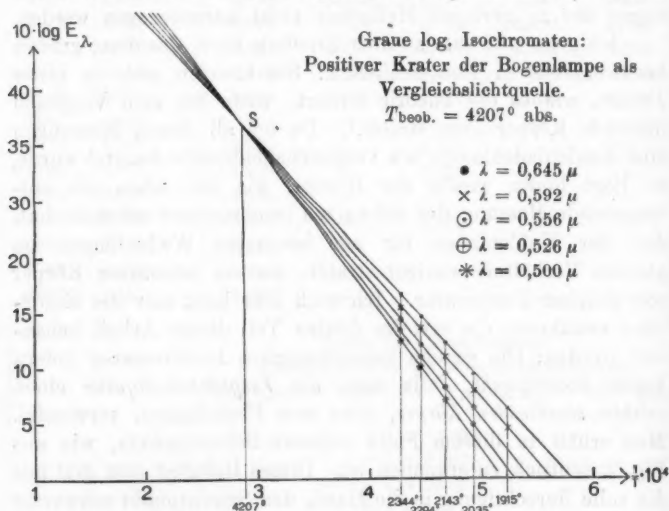


Fig. 7.

graue logarithmische Isochromaten unter Benutzung des *positiven Kraters der Bogenlampe als Vergleichslichtquelle* gemessen. Der Vergleich an Helligkeit der in freier Luft brennenden Bogenlampe mit einer Kohlenfadenlampe wurde dadurch möglich gemacht, daß durch das Objektiv *o* (vgl. Fig. 2, Taf. IX) ein recht stark vergrößertes Bild des positiven Kraters auf der Mattglascheibe entworfen wurde, die sich vor dem Spalt des Kollimatorrohres r_2 befand. Diese Abbildung des Kraters bot gleich-

1) Vgl. O. Lummer, „Verflüssigung der Kohle und Herstellung der Sonnentemperatur“, Kap. II, § 6, p. 20.

zeitig die Möglichkeit sich davon zu überzeugen, welche Stelle des bisweilen nicht über seine ganze Fläche gleich hellen Kraters Licht zur Mattglasscheibe strahlte. Das Bild des Kraters wurde auf einem mit einer kleinen Blende versehenen weißen Schirm, der dicht vor der Mattglasscheibe stand, aufgefangen und die Bogenlampe dann so reguliert, daß stets die gleiche und hellste Stelle des Kraters wirksam war. Diese Regulierung

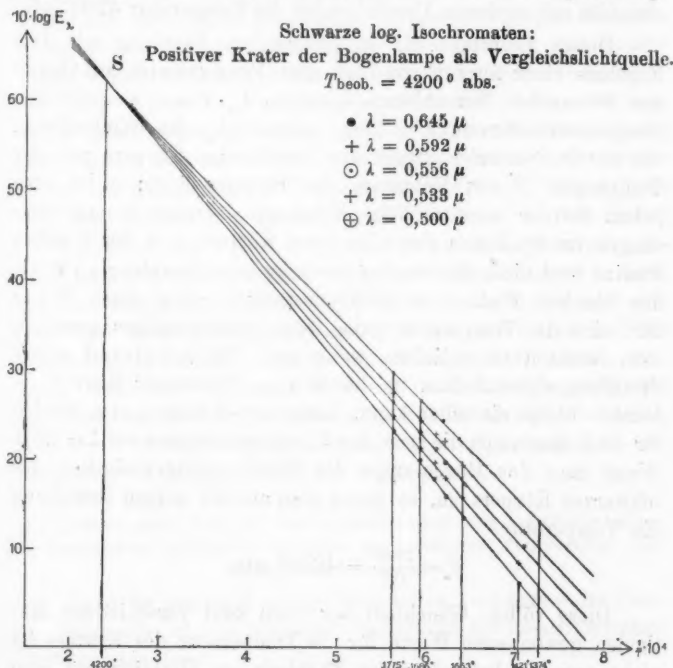


Fig. 8.

war Herr cand. phil. Teuchert bei allen Messungen so freundlich zu besorgen, wofür ich ihm meinen besten Dank ausspreche. Eine Reihe solcher Messungen führte ich an grauen, eine an schwarzen Isochromaten aus. In Fig. 7 sind die so bestimmten grauen, in Fig. 8 die schwarzen Isochromaten wiedergegeben. Keine Messung ließ einen Zweifel darüber aufkommen, daß ein Schnittpunkt der Isochromaten vorhanden sei.

Damit ist der Beweis gebracht, daß auch die *Kohle der Bogenlampe für alle sichtbaren Wellenlängen ein konstantes Absorptionsvermögen besitzt*. Aus der Abszisse des Schnittpunkts folgt die *wahre Temperatur* des positiven Kraters. Die schwarzen Isochromaten ergeben durch ihren Kreuzungspunkt die Temperatur zu 4200° abs.; die hier angeführte Messung der grauen Isochromaten 4207° abs. Alle anderen Beobachtungen ergaben ebenfalls mit geringen Abweichungen die Temperatur 4200° abs.

Dieses Resultat steht in glänzendem Einklang mit dem Ergebnis einer älteren von Lummer-Pringsheim auf Grund des Wienschen Verschiebungsgesetzes $\lambda_m \cdot T = c$ ausgeführten Temperaturbestimmung¹⁾; hier bedeutet λ_m die Wellenlänge, bei der im Normalspektrum des betreffenden Körpers von der Temperatur T das Maximum der Energie liegt; c ist eine jedem Körper eigentümliche Konstante. Durch Energiemessungen im Spektrum des schwarzen Körpers und des blanken Platins wird diese Konstante c der schwarzen Strahlung zu 2940, des blanken Platins zu 2680 bestimmt. Auf diese Weise läßt sich die Temperatur jedes Temperaturstrahlers zwischen zwei Grenzen einschließen, wenn man ihn auf Grund seiner Strahlungseigenschaften in die Gruppe Schwarzer Körper — blankes Platin einreihen kann. Lummer-Pringsheim fanden für die Bogenlampe die Lage des Energiemaximums bei $\lambda = 0,7 \mu$. Weist man der Bogenlampe die Strahlungseigenschaften des schwarzen Körpers zu, so findet man aus der obigen Beziehung die Temperatur

$$T = \frac{2940}{0,7} = 4200^{\circ} \text{ abs.}$$

Diese völlige Gleichheit der nach zwei verschiedene Methoden gewonnenen Werte für die Temperatur des Kraters ist nicht nur ein befriedigendes Ergebnis im Hinblick auf eine exakte Temperaturangabe, sondern sie enthält auch eine experimentell Bestätigung der Gesetze der schwarzen Strahlung für höhere Temperaturen. Lummer-Pringsheim untersuchten die Strahlung eines hoch zu erhitzenden schwarzen Kohle-

1) O. Lummer u. E. Pringsheim, „Temperaturbestimmung hoch-erhitzter Körper auf bolometrischem und photometrischem Wege“, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. 3. p. 36—42. 1901.

körpers bei einer bestimmten Temperatur auf bolometrischem, spektralbolometrischem und spektralphotometrischem Wege¹⁾; aus ihren Beobachtungen berechneten sie mit Hilfe des Stefan-Boltzmannschen Gesetzes der Gesamtstrahlung, bez. des Wienschen Verschiebungsgesetzes und der Planckschen Spektralgleichung Temperaturen, die bis zu 2300° abs. hinauf vollkommene Übereinstimmung untereinander zeigen. Der bis zu 3000° abs. gemessene geradlinige Verlauf der grauen logarithmischen Isochromaten und der bei Heranziehung der Bogenlampe erhaltene Schnittpunkt bei 4200° abs. geben zusammen mit dem Lummer-Pringsheimschen auf bolometrischem Wege gewonnenen Resultat eine experimentelle Bestätigung der Gesetze der schwarzen Strahlung im Gebiete der sichtbaren Wellen bis zu der Temperatur 4200° abs. Ihrer theoretischen Begründung gemäß, nach der man sie als wahre Naturgesetze ansprechen darf, mußten sie diese erfahren, sobald man nur einen Strahler genügend hoher Temperatur fand, der sich ihnen fügte; als solcher hat sich die Kohle nach den hier besprochenen Untersuchungen für den sichtbaren Teil des Spektrums erwiesen. Ich möchte an dieser Stelle den „sichtbaren“ Teil des Spektrums betonen, denn die Frage, in wie weit sich die Kohle im ultraroten Gebiet als grau erweist, bzw. wo ihre Selektivitäten liegen, bleibt offen, und ihre Beantwortung künftigen Arbeiten vorbehalten.

§ 6. Genauigkeit der aus dem Schnittpunkt der logarithmischen Isochromaten folgenden Angabe der wahren Temperatur der Vergleichslichtquelle.

Es bleibt nun noch übrig festzustellen, wie genau die Temperaturangabe ist, die aus dem Schnittpunkt der logarithmischen Isochromaten folgt.

Schon aus der Abszisse des von Lummer-Pringsheim erwähnten Schnittpunktes (vgl. § 1, p. 643) ergab sich, wie ich erst jetzt berechnet habe, die mit der normalen Belastung einer Glühlampe durchaus im Einklang stehende Temperatur von 2080° . Eine Reihe von Temperaturen, die meine Messungen

1) O. Lummer u. E. Pringsheim, „Die strahlungstheoretische Temperaturskala und ihre Verwirklichung bis 2300° abs.“, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. 5. p. 3—13. 1903.

verschiedener Schnittpunkte lieferten, enthält die zweite Vertikalreihe der Tab. III; in der ersten Reihe finden sich die zugehörigen aus dem Wattverbrauch berechneten Temperaturen. Die Unterschiede der einzelnen Werte, die in der dritten Reihe angegeben sind, gestatten schon den Hinweis, daß der Schnittpunkt zu einer recht genauen Temperaturangabe zu brauchen sein dürfte.

Tabelle III.

Aus dem Wattverbrauch berechnete Temperaturen T_1	Aus dem Schnittpunkt der logarithmischen Isochromaten berechnete Temperaturen T_2	$T_1 - T_2$
1789° abs.	1780° abs.	+ 9°
1830 "	1823 "	+ 7
1951 "	1965 " Fig. 4	- 14
1980 "	2105 "	+ 25
1994 "	2012 " Fig. 5	+ 18
2104 "	2127 "	+ 23

Aus der Art der Darstellung folgt, daß bei dieser Temperaturbestimmung hauptsächlich zwei Fehler in Frage kommen:

1. Der Fehler, den die Helligkeitsmessungen enthalten,
2. der Fehler, der durch Ungenauigkeiten der verwendeten Temperaturskala unterläuft.

Der erstgenannte Fehler spielt so gut wie keine Rolle. Die photometrische Einstellung auf gleichen Kontrast ist so genau, daß ihr Fehler bei der logarithmischen Form, in der ich das Helligkeitsverhältnis auftrage, unberücksichtigt bleiben darf.

Es bleibt also nur der zweite Fehler zu erörtern übrig. Bei der Mehrzahl der Messungen wurden Temperaturen benutzt, deren Werte sich aus dem Wattverbrauch ergaben. Der Gesamtfehler, den diese Temperaturskala enthalten kann, resultiert aus den Fehlern bei der Bestimmung der Watts und der Oberfläche des Kohlenfadens. Wie schon erwähnt, berechnet man seine Temperatur nach der Formel:

$$T = 10^3 \cdot \sqrt[4]{\frac{0,2388 \cdot V \cdot A}{\mu \cdot L \cdot D \cdot \pi}} \text{ abs.,}$$

hierbei bedeutet V die an den Enden des Fadens gemessene Spannung in Volt, A die Anzahl der Amperes, L die Länge und D den Durchmesser des Fadens in Zentimetern. Für den Fehler folgt:

$$\Delta T = 25 \cdot \left(\frac{dV}{V} + \frac{dA}{A} - \frac{dL}{L} - \frac{dD}{D} \right) \%.$$

Ein Kohlenfaden von der Länge 11,5 cm und der Dicke 0,0234 cm brauchte bei normaler Belastung 52,3 Volt und 1,000 Amp. Ich nehme nun folgende Fehler an: $dV = \pm 0,2$ Volt (einen größeren Unterschied fand ich bei monatelangem Arbeiten mit ein und derselben Lampe niemals), $dA = \pm 0,005$ Amp. (hier sei der Fehler eingeschlossen, der noch durch eine Ungenauigkeit bei der Widerstandsbestimmung der Zuleitungsdrähte usw. hineinkommen könnte), $dL = \mp 0,1$ cm, $dD = \mp 0,0001$ cm. Rechnet man mit diesen Daten den Fehler ΔT aus, so ergibt sich:

$$(\Delta T)_{\max.} = \pm 0,5 \%.$$

Nehme ich an, daß der benutzten Temperaturskala ein solcher Fehler prozentual zugrunde liegt, d. h. bei allen Temperaturen in demselben Sinne auftritt, so weist die sich aus dem Schnittpunkt der logarithmischen Isochromaten ergebende Temperatur den gleichen Fehler auf.

Anders dagegen ist es, wenn der Fehler bei den einzelnen Größen der Temperaturskala bald im positiven bald im negativen Sinne auftritt. Bestimmt man den Schnittpunkt der Isochromaten zunächst durch die Gleichungen zweier beliebiger Isochromaten, so ergibt sich für den Fehler der durch ihn bestimmten Temperatur die Beziehung:

$$\Delta T = \frac{\alpha \cdot 10^3}{a - b} \left(\frac{a}{T_1} + \frac{b}{T_2} \right) \%$$

a und b sind Funktionen des Helligkeitsverhältnisses; α ist der bei den Temperaturen T_1 und T_2 — ich wähle auf beiden Isochromaten die gleichen Temperaturen — in entgegengesetztem Sinne auftretende Fehler. Da ΔT eine Funktion von $(1/T_1 + 1/T_2)$ ist, habe ich bei verschiedenen hohen Temperaturen und in verschiedenen Temperaturintervallen ΔT für $\alpha = 0,5$ Proz. ausgerechnet und Fehler gefunden, die zwischen 0,2 Proz. und 1,5 Proz. schwanken. Jedem solchen Fehler entspricht eine bestimmte Drehung der logarithmischen Isochromate. Jede

Richtungsänderung der logarithmischen Isochromate drückt sich in einer Änderung des Wertes der Exponentialkonstanten c_2 der Wienschen Spektralgleichung aus (vgl. § 1, p. 642). Aus dieser und der hier gewählten Form der Darstellung ergibt sich, wie leicht abzuleiten ist,

$$c_2 = \frac{\lambda \cdot \operatorname{tg} \delta}{\log e} \cdot 10^4 \cdot 1)$$

Als ein Maß für den durch unregelmäßig in den Temperaturen auftretende Fehler hervorgerufenen Gesamtfehler in der Temperaturangabe des Schnittpunktes kann daher die mittlere Abweichung der Werte von c_2 , die sich aus den einzelnen Isochromaten ergeben, gegen den daraus berechneten Mittelwert von c_2 angesehen werden. Bezeichne ich die aus den einzelnen Isochromaten gefundenen Werte mit $c_{2\lambda}$, so folgt für den Fehler der Temperaturangabe

$$\alpha = \frac{10^3 \cdot c_{2\lambda} \cdot \Delta c_2}{c_2^2} \%$$

Der hiernach berechnete Fehler überschritt nie 0,6 Proz. Tab. IV enthält hierfür ein Beispiel. Aus verschiedenen Messungen folgt für c_2 selbst der Mittelwert 14250.

Tabelle IV.

Bestimmt aus schwarzen logarithmischen Isochromaten.

λ	0,645 μ	0,529 μ	0,556 μ	0,529 μ	0,500 μ
$c_{2\lambda}$	14305	14245	14266	14150	14155
α	+ 0,6 %	+ 0,2 %	+ 0,2 %	- 0,5 %	- 0,5 %

Mittel: $c_2 = 14224$.

Schließlich habe ich die Genauigkeit dieser Temperaturbestimmung noch experimentell geprüft; ich maß graue logarithmische Isochromaten unter Benutzung des schwarzen Körpers als Vergleichslichtquelle, um die aus dem Schnittpunkt folgende Temperatur mit einer durch das Thermoelement gemessenen vergleichen zu können. In Fig. 6 (Tab. II) ist eine dieser Messungen wiedergegeben. Der Schnittpunkt der logarithmischen Isochromaten ergibt in diesem Falle die Temperatur $T = 1423^\circ$ abs., während das Thermoelement eine Temperatur der schwarzen Strahlung von $T = 1420^\circ$ abs. anzeigte.

1) Hier bedeutet δ den Neigungswinkel der logarithmischen Isochromate gegen die Abszissenachse.

Bei einer zweiten Messung erhielt ich aus dem Schnittpunkt die Temperatur des schwarzen Körpers $T = 1088^\circ$ abs. und aus dem Thermostrom die Temperatur $T = 1076^\circ$ abs. Der experimentell bestimmte Fehler beträgt also im Mittel 0,6 Proz.

Alle diese Erwägungen des Fehlers berechtigen dazu als *maximalen Fehler* für die *Temperaturangabe des Schnittpunktes der logarithmischen Isochromaten* 1 Proz. anzugeben.

III. Teil.

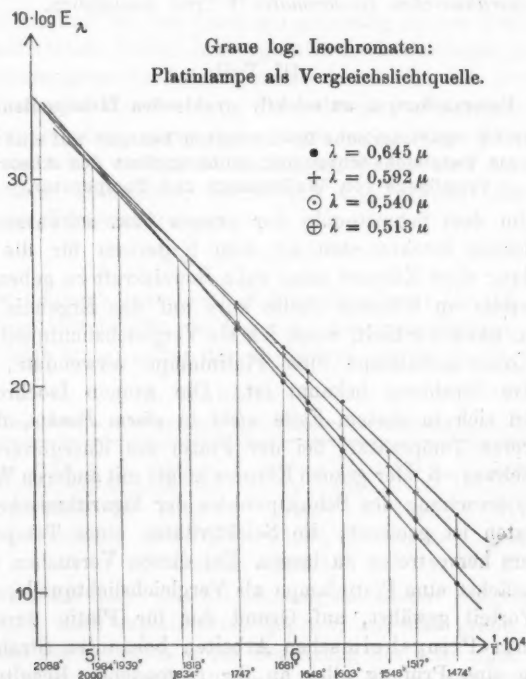
Untersuchungen an selektiv strahlenden Lichtquellen.

§ 7. Graue logarithmische Isochromaten bezogen auf eine Platinlampe als Vergleichslichtquelle; Abhängigkeit des Absorptionsvermögens von Wellenlänge und Temperatur.

Um dem Schnittpunkt der grauen bzw. schwarzen logarithmischen Isochromaten als dem Kriterium für die graue Strahlung eines Körpers seine volle Beweiskraft zu geben, habe ich bereits an früherer Stelle kurz auf das Ergebnis hingewiesen, das ich erhielt, wenn ich als Vergleichslichtquelle statt der Kohlenfadenlampe eine Platinlampe verwendete, deren selektive Strahlung bekannt ist. Die grauen Isochromaten kreuzen sich in diesem Falle *nicht in einem Punkte*, d. h. es gibt keine Temperatur, bei der Platin die Energieverteilung eines schwarzen oder grauen Körpers zeigt; mit anderen Worten, die Untersuchung des Schnittpunktes der logarithmischen Isochromaten ist geeignet, die Selektivitäten eines Temperaturstrahlers hervortreten zu lassen. Bei diesen Versuchen wählte ich zunächst eine Platinlampe als Vergleichslichtquelle, da sie den Vorteil gewährt, auf Grund der für Platin durch die Lummer-Pringsheimschen Arbeiten bekannten Strahlungsgesetze eine Prüfung aller an ihr gewonnenen Resultate zu gestatten. Verwendung fand bei diesen Messungen eine Platinlampe, deren Glühfaden bekannte Dimensionen hatte, von deren richtiger Angabe ich mich nach Abschluß der Versuche selbstverständlich durch Messung überzeuete. Aus dem Gesetz für die Gesamtstrahlung des Platins

$$E = \int_0^{\infty} E_{\lambda} d\lambda = \mu \cdot T^6 \frac{\text{g/Kal.}}{\text{cm}^2/\text{sec}},$$

wo für μ nach den neuesten Bestimmungen¹⁾ von Lummer $0,000158 \cdot 10^{-12}$ zu setzen ist, war mir für jede Belastung der Lampe durch die benötigte elektrische Energie ihre wahre Temperatur gegeben. Das Temperaturintervall, das mir für meine Untersuchungen zur Verfügung stand, war ein sehr kleines, es erstreckte sich von ca. 1700° bis 1800° abs.; bei



tiefen Temperaturen reichte die Helligkeit der Platinlampe zur Photometrie im Spektralphotometer nicht mehr aus, bei höheren Temperaturen zerspratzte der Faden. Fig. 9 (Tab. V) enthält ein Beispiel für graue logarithmische Isochromaten bezogen auf eine Platinlampe als Vergleichslichtquelle. Die Tem-

1) Vgl. p. 648, Anmerk. 1.

peraturen, die sich durch Fällen der Lote von den verschiedenen Schnittpunkten auf die Abszissenachse ergeben, liegen in einem Intervall von ca. 200°. Der Mittelwert, der aus den

Tabelle V.

Temperatur der Kohlen- fadenlampe T_K	$\frac{1}{T_K}$	$\log E_\lambda$			
		$\lambda = 0,645 \mu$	$\lambda = 0,592 \mu$	$\lambda = 0,540 \mu$	$\lambda = 0,513 \mu$
1474°	$6,785 \cdot 10^{-4}$	1,367	1,270	1,132	1,042
1517	6,590	1,565	1,476	1,350	1,750
1548	6,460	1,679	1,608	1,800	1,409
1608	6,240	1,920	1,850	1,744	1,685
1648	6,070	2,065	2,015	1,912	1,880
1681	5,950	2,194	2,155	2,061	2,020
1747	5,730	2,407	2,369	2,301	2,269

jeweiligen drei tiefsten Schnittpunkten folgt, — ich untersuchte die Platinlampe bei sechs verschiedenen Spannungen — liegt, wie Tab. VI zeigt, der wahren Temperatur nahe, die sich aus

Tabelle VI.¹⁾

Glühzustand der Platinlampe		Mittelwert d. Temp. aus den Schnittp. der log. Isochrom. ber.	Mittelw. d. Temp. aus den Schnittp. punkten d. log. Isochr. bei der Pa- rallelversch. um ($-\log \cdot \sqrt{\lambda}$) ber.	Temp. aus dem Schnittpunkt. d. log. Isochrom. b. der Parallelver- schieb. um ($-\log \lambda^{0.6}$) ber. (T_1)	Temp. a. d. Watt- verbr. ber. (T_2)	$T_2 - T_1$
Volt	Amp.					
3,6	1,7840	1663°	—	—	1691°	—
3,7	1,8189	1807	1862°	1713°	1707	+ 6
3,8	1,8537	1723	1719	1707	1728	-16
3,9	1,8935	1800	1806	1718	1740	-22
4,1	1,9582	1751	1790	1730	1759	-29
4,3	1,9925	1864	1878	1830	1791	+39

dem jedesmaligen Wattverbrauch berechnet. Da diese einfache Mittelwertbildung aber jeden Rückhalt entbehrt, versuchte ich auf andere Weise zu einem Annäherungswerte für die wahre Temperatur zu gelangen.

1) Auf die dritte und vierte Vertikalreihe der Tab. VI wird erst auf p. 667 und 669 hingewiesen.

Durch experimentelle Untersuchungen des Reflexionsvermögens der Metalle¹⁾ haben Hagen und Rubens für Wellen bis $4\ \mu$ herab die aus der elektromagnetischen Theorie hergeleitete Beziehung,

$$100 - R_\lambda = \frac{36,5}{\sqrt{\kappa \cdot \lambda}},$$

wo κ das elektrische Leitvermögen des Metalles bedeutet, bestätigt gefunden. Diese Beziehung kombiniert nun Aschkinass²⁾ mit dem für Temperaturstrahler gültigen Kirchhoffschen Gesetz:

$$\left(E_\lambda = \frac{100 - R_\lambda}{100} \cdot S_\lambda \right)_T,$$

wo R_λ das in Prozenten angegebene Reflexionsvermögen des Metalles, E_λ bzw. S_λ das Emissionsvermögen des Metalles bzw. des schwarzen Körpers bei der Wellenlänge λ und der absoluten Temperatur T bedeutet. Ersetzt man S_λ durch seinen aus der Planckschen Spektralgleichung für die schwarze Strahlung folgenden Wert, so erhält man folgende Spektralgleichung der Metallstrahlung:

$$E_\lambda = C \cdot 0,365 \cdot \sqrt{s_T} \cdot \lambda^{-5,5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{c_2}{\lambda \cdot T}} - 1};$$

für κ ist noch der spezifische Widerstand s_T eingeführt worden. Wie Aschkinass gezeigt hat, gibt diese Gleichung alle von Lummer-Pringsheim⁴⁾ für Platin experimentell gefundenen Gesetze überraschend gut wieder; obwohl sie der Theorie gemäß nur für die Wärmestrahlung des Metalles gilt. Das veranlaßte mich zu dem Versuch, diese Theorie zu der angestrebten Temperaturbestimmung zu benutzen. Aus dem photometrischen Vergleich der Helligkeit der Kohlenfadenlampe

1) E. Hagen u. H. Rubens, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. 5. p. 113, 145. 1903; Ann. d. Phys. 11. p. 873. 1903.

2) E. Aschkinass, „Wärmestrahlung der Metalle“, Ann. d. Phys. 17. p. 960—976. 1905.

3) Diese für undurchlässige Substanzen (Metalle) gültige Beziehung ist auch anwendbar auf die metallischen Glühfäden, da auch sie trotz ihrer Dünne undurchlässig sind.

4) O. Lummer u. E. Pringsheim, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. 1. p. 226—235. 1899.

H_K und der Platinlampe H_P bei den Temperaturen T_K bzw. T_P für die Wellenlänge λ folgt:

$$\frac{(H_K)_{T_K \lambda}}{(H_P)_{T_P \lambda}} = E_\lambda.$$

Auf Grund des Kirchhoffschen Gesetzes und der Wienschen Form der Planckschen Spektralgleichung ergibt sich:

$$\frac{(H_K)_{T_K \lambda}}{(H_P)_{T_P \lambda}} = \frac{c' \cdot \lambda^{-5} \cdot e^{-\frac{c_2}{\lambda T_K}}}{A_{P\lambda} \cdot c \cdot \lambda^{-5} \cdot e^{-\frac{c_2}{\lambda T_P}}},$$

hier enthält c' das konstante Absorptionsvermögen A_K der Kohle.

Aus den beiden Gleichungen folgt:

$$E_\lambda = \frac{C}{A_{P\lambda}} \cdot e^{-\frac{c_2}{\lambda} \left(\frac{1}{T_K} - \frac{1}{T_P} \right)},$$

hier ist $C = c'/c$ gesetzt.

Für $A_{P\lambda}$ setze ich auf Grund der Hagen-Rubensschen Beziehung den Wert $0,365 \cdot \sqrt{s_T/\lambda}$ ein und erhalte:

$$E_\lambda = \frac{C \cdot \sqrt{\lambda} \cdot e^{-\frac{c_2}{\lambda} \left(\frac{1}{T_K} - \frac{1}{T_P} \right)}}{0,365 \cdot \sqrt{s_T}},$$

$$\log E_\lambda = C' + \log \sqrt{\lambda} - \frac{c_2}{\lambda} \left(\frac{1}{T_K} - \frac{1}{T_P} \right) \cdot \log e,$$

wo $C' = \log \frac{C}{0,365 \cdot \sqrt{s_T}}$ ist.

Ich erhalte also:

$$(\log E_\lambda - \log \sqrt{\lambda}) = f \left(\frac{1}{T_K} \right).$$

Trage ich nun die grauen logarithmischen Isochromaten in dieser Form auf, d. h. nehme ich mit den bisherigen Isochromaten eine Parallelverschiebung um $(-\log \sqrt{\lambda})$ vor, so würde ein eventueller Schnittpunkt der Isochromaten aussagen, daß das Absorptionsvermögen des strahlenden Metalles umgekehrt proportional $\sqrt{\lambda}$ ist. In Fig. 10 (Tab. VII) ist ein Beispiel

Tabelle VII.

Temperatur der Kohlen- fadenlampe T_K	$\frac{1}{T_K}$	$(\log E_\lambda - \log \sqrt{\lambda})$			
		$\lambda = 0,645 \mu$	$\lambda = 0,592 \mu$	$\lambda = 0,540 \mu$	$\lambda = 0,513 \mu$
1474°	$6,785 \cdot 10^{-4}$	1,482	1,384	1,265	1,187
1517	6,590	1,660	1,586	1,463	1,420
1548	6,460	1,775	1,722	1,613	1,544
1603	6,240	2,015	1,973	1,878	1,830
1648	6,070	2,160	2,129	2,046	2,025
1681	5,950	2,289	2,269	2,195	2,174
1747	5,730	2,502	2,483	2,434	2,414

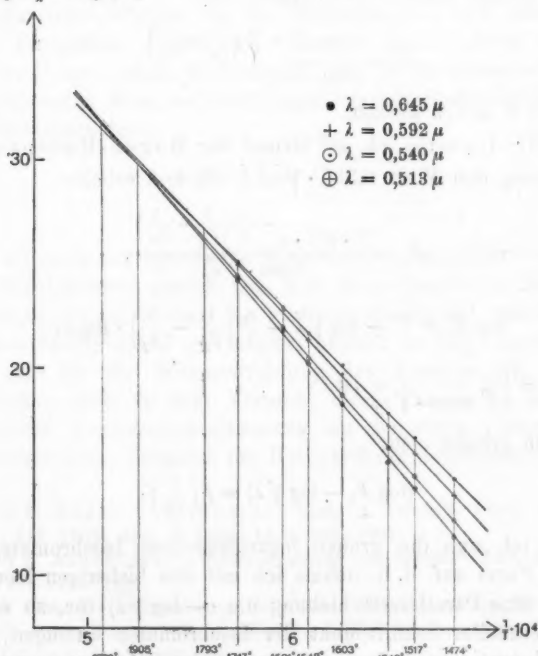
 $10 \cdot [\log E_\lambda - \log \sqrt{\lambda}]$ 

Fig. 10.

hierfür gegeben. Man erkennt deutlich, daß sich die auf die angegebene Weise parallel zu sich verschobenen Isochromaten *nicht in einem Punkte* schneiden. Allerdings liegen die einzelnen Schnittpunkte einander näher, aber die aus ihnen gewonnenen Mittelwerte für die Temperaturen (vgl. Tab. VI) liefern kein befriedigendes Resultat.

Das *Nichtvorhandensein des Schnittpunktes* steht im Einklang mit der Theorie; denn im Hinblick auf die Grenze der Maxwellschen Beziehung durfte *kein* Schnittpunkt erwartet werden, wenn die Methode dafür *empfindlich* genug ist.

Um zu *einem* Schnittpunkt der logarithmischen Isochromaten zu gelangen, handelt es sich also darum $A_{P\lambda}$ als Funktion von λ darzustellen und dann mit jeder Isochromate die ihr entsprechende Parallelverschiebung vorzunehmen. Aus den von Hagen-Rubens gemessenen Werten für das Reflexionsvermögen des Platins in kaltem Zustande¹⁾ (bei Zimmertemperatur) gelangte ich empirisch zu der Beziehung:

$$A_{P\lambda} = C \cdot \lambda^{-0,8}.$$

Tabelle VIII.

λ	0,656 μ	0,600 μ	0,550 μ	0,500 μ
A_λ	33,7 %	35,8 %	38,9 %	41,6 %
$A_\lambda \cdot \sqrt[3]{\lambda}$	29,190	30,195	31,871	33,018
$A_\lambda \cdot \sqrt{\lambda}$	27,170	27,730	28,849	29,415
$A_\lambda \cdot \lambda^{0,6}$	26,024	26,350	27,174	27,446
$A_\lambda \cdot \lambda^{0,7}$	24,927	25,037	25,598	25,607
$A_\lambda \cdot \lambda^{0,8}$	23,876	23,791	24,102	23,893
$A_\lambda \cdot \lambda^{0,9}$	22,869	22,605	22,713	22,293
$A_\lambda \cdot \lambda$	21,905	21,480	21,395	20,800
$A_\lambda \cdot \lambda^2$	14,238	12,887	11,767	10,400
$A_\lambda \cdot \lambda^3$	9,254	7,732	6,472	5,200

Aus Tab. VIII geht hervor, daß für anders gewählte Exponenten z ($A \cdot \lambda^z$) nicht als konstant anzusehen ist, da sich in den Werten ein Gang deutlich bemerkbar macht. Fig. 11 enthält ein Beispiel für die um $(-\log \lambda^{0,8})$ parallel zu sich

1) E. Hagen u. H. Rubens, „Das Reflexionsvermögen von Metallen und belegten Glasspiegeln“, Ann. d. Phys. 1. p. 352—375. 1900.

$$10 \cdot [\log E_\lambda - \log \lambda^{0,8}]$$

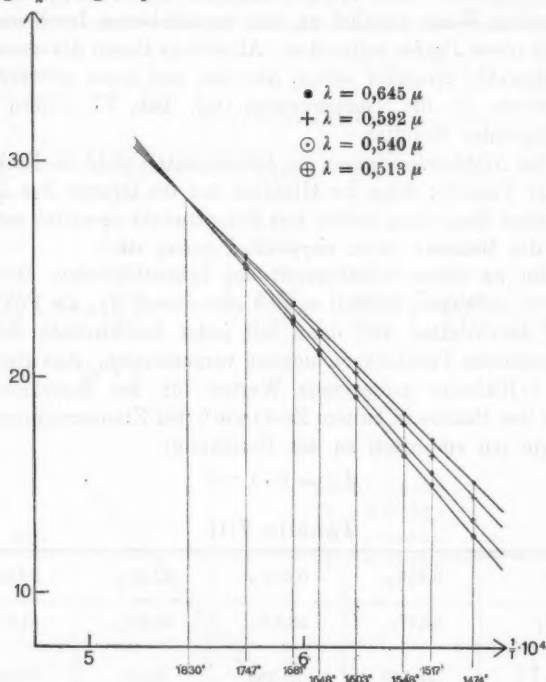


Fig. 11.

Tabelle IX.

Temperatur der Kohlen- fadenlampe	$\frac{1}{T_K}$	$\log E_\lambda - \log \lambda^{0,8}$			
		$\lambda = 0,645 \mu$	$\lambda = 0,592 \mu$	$\lambda = 0,540 \mu$	$\lambda = 0,513 \mu$
1474°	$6,785 \cdot 10^{-4}$	1,519	1,452	1,346	1,274
1517	6,590	1,717	1,645	1,564	1,507
1548	6,460	1,882	1,790	1,694	1,641
1603	6,240	2,073	2,321	1,958	1,917
1648	6,070	2,217	2,197	2,126	2,112
1691	5,950	2,347	2,388	2,275	2,524
1747	5,730	2,560	2,551	2,515	2,501

verschobenen logarithmischen Isochromaten. (Die Werte hierzu enthält Tab. IX.) Aus ihnen erkennt man, daß die Isochromaten *einen* Schnittpunkt liefern. Die aus seiner Abszisse berechnete wahre Temperatur für den benutzten Glühzustand der Platinlampe stimmt, wie aus Tab. VI zu ersehen ist, mit der aus dem jeweiligen Wattverbrauch berechneten Temperatur genügend überein.

Aus dem Vorhandensein des Schnittpunktes bei dieser Art der Parallelverschiebung läßt sich ferner der Schluß ziehen, daß die für kurze Wellen eingeführte Beziehung

$$A = C \cdot f(\lambda) = C \cdot \lambda^{-0,8}$$

von der Temperatur unabhängig ist, da sie aus bei Zimmertemperatur gemessenen Werten des Reflexionsvermögens gewonnen, auf Temperaturen von 1700° bis 1800° abs. angewandt volle Gültigkeit beansprucht. Noch *nicht* folgt in Strenge aus dem erhaltenen Schnittpunkt die Unabhängigkeit des Absorptionsvermögens von der Temperatur, da die Größe C noch Funktion der Temperatur sein kann.

Die Unabhängigkeit des Absorptionsvermögens von der Temperatur für den sichtbaren Teil des Spektrums prüfte ich nun auf andere Weise. Ich verglich im Spektralphotometer die Helligkeit eines nach der von Lummer-Kurlbaum angegebenen Methode konstruierten Platinkastens¹⁾ bei verschiedenen Temperaturen mit der Helligkeit einer durch eine Kohlenfadenlampe bestrahlten Mattscheibe; die letztere Lichtquelle war vorher unter genau denselben Verhältnissen auf den schwarzen Körper geeicht worden. Aus diesem indirekten Vergleich der Platinstrahlung mit der schwarzen Strahlung folgen die in Tab. X angegebenen Werte des Absorptionsvermögens. In ihr sind gleichzeitig die Werte enthalten, die mit Hilfe der schwarzen Temperatur des Platinkastens gewonnen sind. Diese wurde auf die bekannte Weise mit dem optischen Pyrometer²⁾ für die Wellenlänge des Rotfilters ($\lambda = 0,645 \mu$) bestimmt. Hierbei überließ mir Fräulein Dr. Kohn, die mir jederzeit mit einem

1) O. Lummer u. F. Kurlbaum, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. 2. p. 89—92. 1900.

2) L. Holborn u. F. Kurlbaum, „Über ein optisches Pyrometer“, Ann. d. Phys. 10. p. 225. 1903.

Tabelle X.

Absolute Temperatur des Platin-kastens	λ					Be-merkungen
	$\lambda=0,645\mu$	$\lambda=0,592\mu$	$\lambda=0,556\mu$	$\lambda=0,526\mu$	$\lambda=0,500\mu$	
1198°	32,1 %					Pyrometer
1245	33,4	37,3 %				Photometer
1278	34,2					Pyrometer
1434	33,8	38,0	39,3 %	40,0 %	43,6 %	Photometer

Mittel: 33,6 % 37,6 %.

mir wertvollen Gedankenaustausch freundlich zur Seite stand, eine von ihr auf den schwarzen Körper geeichte Kohlenfadenlampe, wofür ich ihr auch an dieser Stelle bestens danke. Die durch diese Messungen erhaltenen Werte des Absorptionsvermögens des Platins ergeben eine gute Übereinstimmung mit den Hagen-Rubensschen Werten. Wie alle über diesen Punkt bisher angestellten Untersuchungen, weisen auch die vorliegenden Versuche nach, daß das *Absorptionsvermögen* für die *sichtbaren Wellen keine Temperaturabhängigkeit* zeigt.

Es wird also die Strahlung des Platins im Sichtbaren dargestellt durch die Spektralgleichung:

$$E_{\lambda} = C \cdot \lambda^{-5,8} \cdot e^{-\frac{c}{\lambda T}}$$

wo C eine von der Temperatur unabhängige Konstante ist.

Berechnet man aus dieser Gleichung die Konstante c des Wienschen Verschiebungsgesetzes, so erhält man:

$$c = \lambda_{\text{max}} \cdot T = 2517.$$

Lummer-Pringsheim erhielten auf dem schon erwähnten experimentellen Wege (vgl. § 5, p. 656) $c = 2630$. Der Größenordnung nach stimmen beide Werte überein. Aus der Aschkinassschen Theorie folgt der Wert 2666; daß diese Größe zahlenmäßig bessere Übereinstimmung mit der experimentell erhaltenen zeigt wie die aus obiger Gleichung gefolgerte, war zu erwarten, da man von vornherein den Gesetzmäßigkeiten der ultraroten Strahlung größeren Einfluß auf die Lage des Energiemaximums zuschreiben mußte, wie denen, die für den sichtbaren Teil des Spektrums gelten.

Ebenso eignet sich die Methode der Parallelverschiebung der logarithmischen Isochromaten nicht, die Konstante bzw. den Exponenten des Gesetzes der Gesamtstrahlung zu ermitteln. Die Bestimmung dieser Größen erfordert noch genauere Temperaturen, als sie der auf die angegebene Weise erhaltene Schnittpunkt liefert, obgleich die Ansprüche, die man an die Genauigkeit einer Temperaturangabe stellt, durch diese Methode vollkommen befriedigt werden.

§ 8. Graue logarithmische Isochromaten — Osmium- bzw. Osramlampe, Auerbrenner und Nernstfäden als Vergleichslichtquelle.

In gleicher Weise wie die Platinlampe dienten auch Osmium- und Osramlampen bei der Aufnahme grauer Isochro-

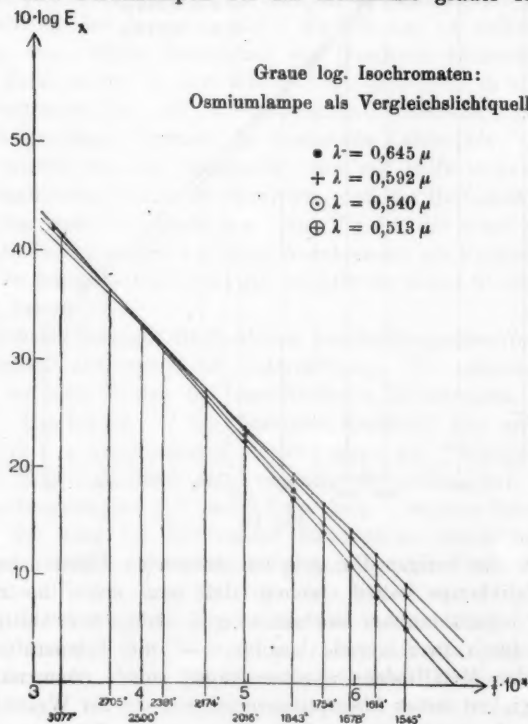


Fig. 12.

maten als Vergleichslichtquelle. Bei diesen Versuchen, für die Fig. 12 u. 13 Beispiele zeigen, ergab sich, daß diese Metalle, ebenso wie Platin, selektiv strahlen. Besonders deutlich ist dies aus Fig. 13 zu ersehen, wo Schnittpunkte der Isochromaten bereits zwischen den gemessenen Punkten liegen.

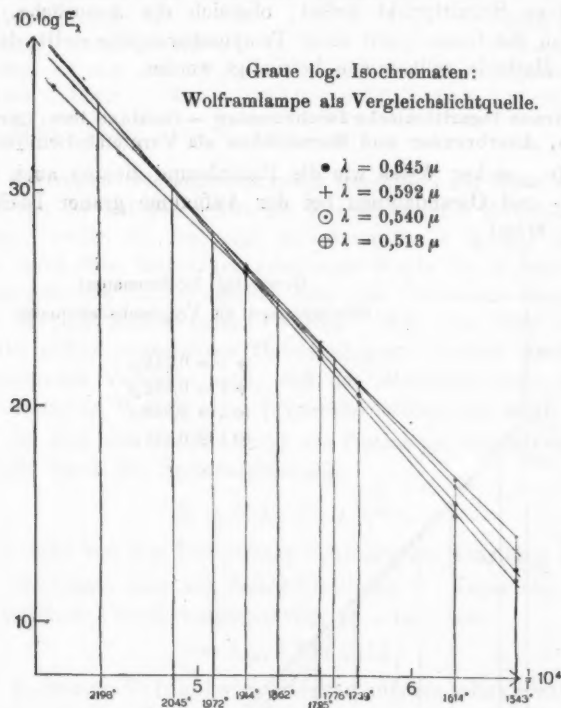


Fig. 13.

Die im vorigen Paragraphen erörterten Untersuchungen der Platinlampe haben ergeben, daß man mit Hilfe zweier grauer logarithmischer Isochromaten — denn der Schnittpunkt ist ja durch zwei Gerade bestimmt — die Temperatur des glühenden Metallfadens angeben kann, sobald man nur die Abhängigkeit seines Absorptionsvermögens von der Wellenlänge kennt, gleichgültig bei welcher Temperatur dieses bestimmt

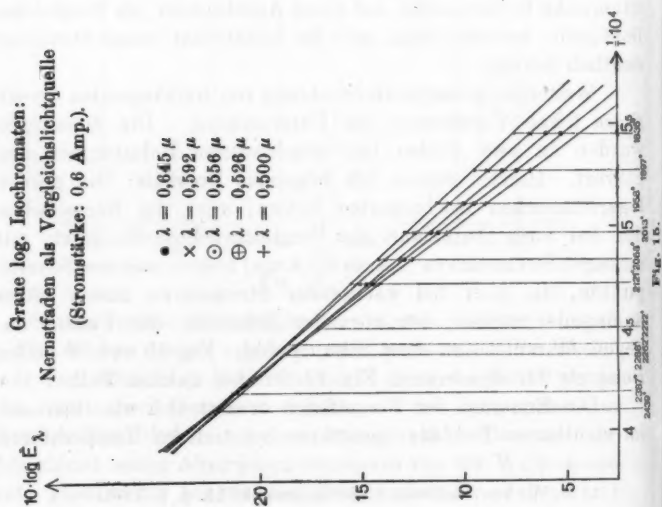
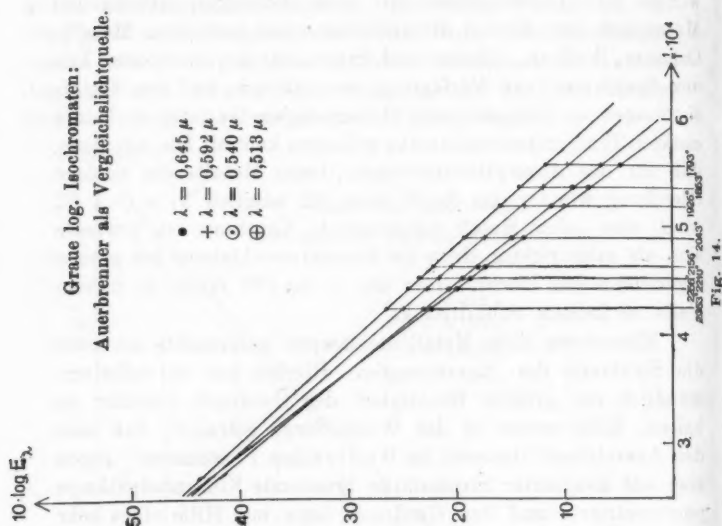
worden ist. Leider stehen mir keine derartigen eingehenden Messungen für die bei Metallfadenlampen benutzten Metalle, Osmium, Wolfram, (Osram) und Tantal, für den sichtbaren Teil des Spektrums zur Verfügung, so daß ich bei den Untersuchungen an Osmium- und Osramlampen bis jetzt zu keiner exakten Temperaturbestimmung gelangen konnte. Die Annahme, daß für das Absorptionsvermögen dieser Metalle die analoge Gleichung wie für das des Platins gilt, nämlich $A_\lambda = C \cdot \lambda^{-0,8}$, wo C eine jedem Metall eigentümliche Konstante ist, erwiesen sich als nicht richtig, denn die Parallelverschiebung der grauen logarithmischen Isochromaten um $(-\log \lambda^{0,8})$ führte in diesem Falle zu keinem Schnittpunkt.

Ebenso wie diese Metallfadenlampen untersuchte ich noch die Strahlung des *Auerstrumpfes*. Hierbei war es selbstverständlich von größter Wichtigkeit den Gasdruck konstant zu halten; dafür wurde in der Weise Sorge getragen, daß man den Auerstrumpf dauernd im Weberschen Photometer¹⁾ gegen eine mit konstanter Stromstärke brennende Kohlenfadenlampe photometrierte und den Gasdruck dann mit Hilfe eines sehr fein verstellbaren Hahnes so regulierte, daß die Helligkeit des Auerlichtes stets die gleiche war. Aus Fig. 14, die graue logarithmische Isochromaten auf einen Auerbrenner als Vergleichslichtquelle bezogen zeigt, geht die Selektivität seiner Strahlung deutlich hervor.

Weiterhin gelangte die Strahlung von freihängenden *Nernstfäden* (ohne Vorwärmer) zur Untersuchung. Die Messungen wurden an zwei Fäden bei verschiedenen Belastungen ausgeführt. Hierbei erhielt ich folgendes Ergebnis: Die grauen logarithmischen Isochromaten liefern, wenn der Nernstfaden, der bei ihrer Aufnahme als Vergleichslichtquelle dient, mit geringen Stromstärken (0,4 bis 0,8 Amp.) brennt, *mehrere* Schnittpunkte, die aber bei wachsender Stromstärke immer näher aneinander rücken; bei normaler Belastung des Fadens dagegen führen sie zu *einem* Schnittpunkt. Fig. 15 und 16 bieten Beispiele für den ersten, Fig. 17 für den zweiten Fall.

Die Emission der Nernstfäden erweist sich also hiernach im sichtbaren Teil des Spektrums bei tieferen Temperaturen

1) L. Weber, Zeitschr. f. Instrumentenk. 11. p. 6. 1891.



als selektiv und nähert sich bei höheren Temperaturen der Emission eines schwarzen bzw. grauen Strahlers; nach Fig. 17 besitzt der bei der Messung als Vergleichslichtquelle benutzte Nernstfaden bei einer Belastung von 94 Watt die gleiche Energieverteilung im Sichtbaren wie ein schwarzer Körper von 2445° abs. Diese aus dem Schnittpunkt der grauen logarith-

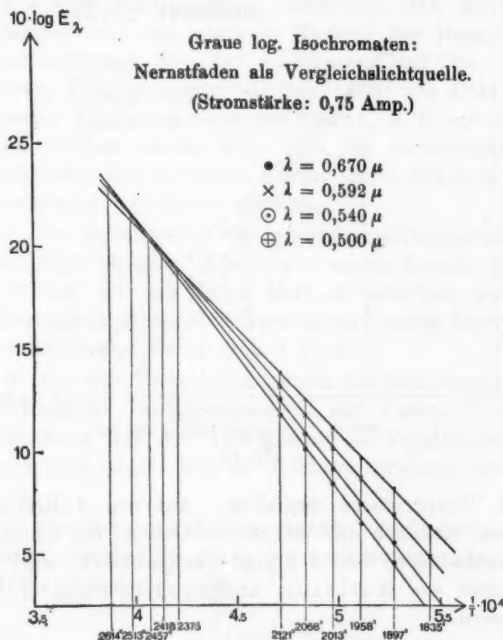


Fig. 16.

mischen Isochromaten gewonnene Temperatur kann als die wahre Temperatur des Nernstfadens gelten, da durch bolometrische Untersuchungen im Ultrarot von Lummer und Pringsheim¹⁾ gezeigt worden ist, daß die Form der Energiekurve eines Nernstfadens bei normaler Belastung eine große An-

1) O. Lummer u. E. Pringsheim, Verhandl. d. Deutsch. Phys. Ges. 3. p. 37. 1901.

näherung an die des schwarzen Körpers aufweist. Auch die Messungen im Ultrarot von Coblenz¹⁾ ergeben, daß die bei niedrigen Temperaturen auftretenden Emissionsbanden bei

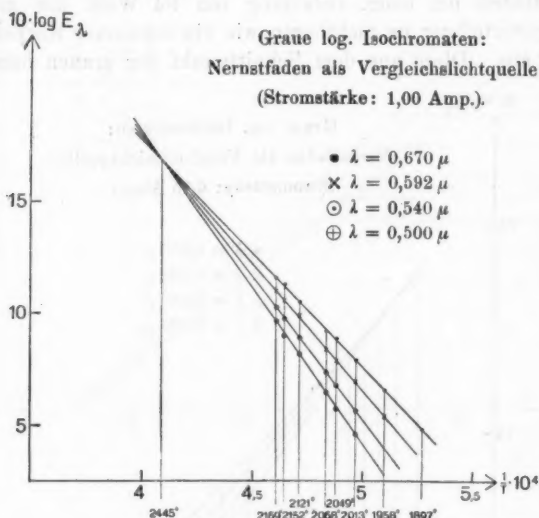


Fig. 17.

höheren Temperaturen wegfallen. Auf das Auftreten einer selektiven Emission im sichtbaren Gebiet bei tieferen und ihr Verschwinden bei höheren Temperaturen wird bereits in Arbeiten von Kurlbaum und Schulze²⁾ und H. Kohn³⁾ hingewiesen.

IV. Teil.

§ 9. Zusammenfassung der Ergebnisse.

Die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit möchte ich folgendermaßen zusammenfassen:

- 1) W. W. Coblenz, Bulletin of the Bureau of Standards **4**. p. 333. 1908.
- 2) F. Kurlbaum u. G. Schulze, Verhandl. d. Deutsch. Phys. Ges. **4**. p. 239. 1906.
- 3) H. Kohn, Diss. Breslau 1913.

1. Der Schnittpunkt der schwarzen bzw. grauen logarithmischen Isochromaten hat sich als ein empfindliches Kriterium für die Konstanz des Absorptionsvermögens der Temperaturstrahler erwiesen.

2. Auf Grund der Geradlinigkeit der an Kohlenfadenlampen gemessenen logarithmischen Isochromaten und der Existenz ihres Schnittpunktes ergab sich, daß die Kohle der Glühlampen und des positiven Kraters der Bogenlampe bei Normaltemperatur für den sichtbaren Teil des Spektrums in einem Temperaturintervall von 1500° bis 4200° abs. ein konstantes Absorptionsvermögen besitzt, d. h. wie ein grauer Körper strahlt. Daher kann man für Strahlungsmessungen im Sichtbaren den schwarzen Körper durch Kohlenfadenlampen von bekannter Oberfläche ersetzen.

3. Der Schnittpunkt der grauen logarithmischen Isochromaten liefert für graue Körper eine exakte Angabe der wahren Temperatur. Die mit dieser Methode erhaltene wahre Größe der Normaltemperatur der Bogenlampe beträgt 4200° abs. mit einem maximalen Fehler von 1 Proz.

4. Aus dem Nichtvorhandensein des Schnittpunktes grauer logarithmischer Isochromaten, die auf Platin-, Osmium- und Osramlampen und den Auerbrenner als Vergleichslichtquellen bezogen sind, ergibt sich die selektive Strahlung dieser Lichtquellen.

5. Der Schnittpunkt der grauen logarithmischen Isochromaten ist empfindlich genug um nachzuweisen, daß die Maxwellsche Beziehung,

$$100 - R_{\lambda} = \frac{36,5}{\sqrt{\pi \cdot \lambda}}$$

der Theorie gemäß für kurze Wellen nicht gilt.

6. Es wird nachgewiesen, daß die Energieverteilung im sichtbaren Teil des Spektrums für die Strahlung des Platins gegeben ist durch die Gleichung:

$$E_{\lambda} = C \cdot \lambda^{-0,8} \cdot e^{-\frac{c_2}{\lambda \cdot T}},$$

wo C eine von der Temperatur unabhängige Konstante ist.

Hat man bei einer beliebigen Temperatur die Abhängigkeit des Absorptionsvermögens eines Metalles von der Wellenlänge bestimmt, so gelangt man durch eine jeder Wellenlänge entsprechende Parallelverschiebung der grauen logarithmischen Isochromaten zu einem Schnittpunkt, der die wahre Temperatur des betreffenden Strahlers genau angibt.

7. Die Untersuchungen an Nernstfäden ergaben, daß ihre Emission bei tieferen Temperaturen selektiv ist und sich bei höheren der eines schwarzen bez. grauen Strahlers nähert.

Die vorstehende Arbeit wurde im Physikalischen Institut der Universität Breslau ausgeführt.

Es sei mir auch an dieser Stelle gestattet meinem hochverehrten Lehrer, Herrn Geheimen Regierungsrat Professor Dr. Lummer, dem ich die Anregung zu dieser Arbeit verdanke, für das große Interesse, mit dem er dieselbe in reichem Maße förderte, und für all das gütige Wohlwollen, das er mir während meiner ganzen Studienzeit stets entgegenbrachte, in wärmster Weise zu danken.

Ebenso fühle ich mich Herrn Professor Dr. Pringsheim für die Anteilnahme, die er für meine Arbeit zeigte, zu herzlichem Dank verpflichtet.

(Eingegangen 30. April 1915.)

10.

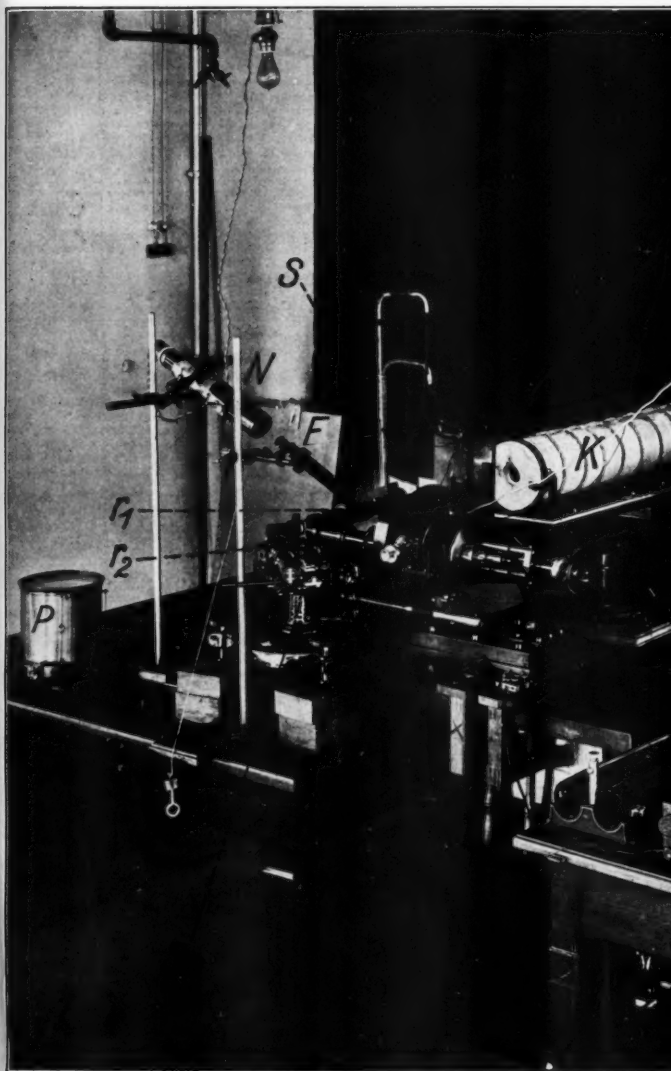
g-
n-
ge
en
ur

re
h
t.

ut

n-
r.
e,
e
d
r

n
u

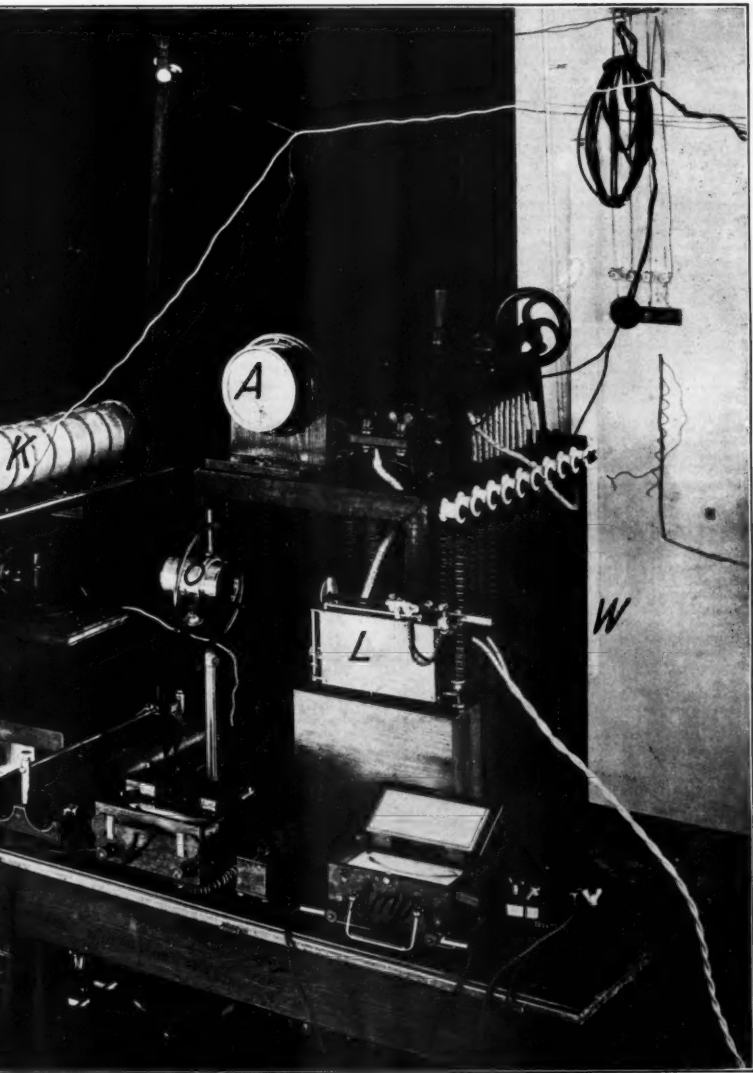


Sp Spektralphotometer
 r_1 u. r_2 Kollimatorrohre
S Sektor
F Fernrohr zur Ablesung
 der Sektorskala

N Nernstlam-
 leuchtung
 skala
K Schwarzer
P Pyrometer

Fig

E. Ben



Y Nernstlampe zur Be-
leuchtung der Sektor-
skala
Schwarzer Körper
Pyrometer

L Bogenlampe
O Objektiv
W Widerstände
A u. Amp Amperemeter
V Voltmeter

Fig. 2.

E. Benedict.

3. Die Abhängigkeit des photoelektrischen Aufladepotentials vom Material; von E. Gehrcke und L. Jantcki.

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

Die folgende Untersuchung betrifft den Photoeffekt an Metalloberflächen, die infolge ihrer Vorbehandlung durch Kathodenzerstäubung als *rein* anzusehen sind.

§ 1. Die zuerst benutzte Versuchsanordnung war folgende (Fig. 1, Vertikalschnitt): *A* und *B* sind je ein 1 cm × 1 cm großes

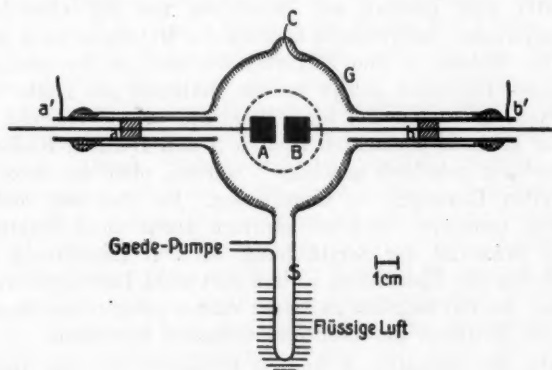


Fig. 1.

Metallblech, das von je einem Pt-Rh-Draht mittels eingekitteter Glasröhrchen *a* und *b* gehalten wird. Die Glasröhrchen stecken ihrerseits in Messingrohren *a'* und *b'*, derart, daß *a* und *b* in je einem, hinreichend vollständigen, Faradayschen Käfig sitzen. *a'* und *b'* sind in die Glasstutzen des kugelförmigen Glasrohres *G* eingekittet. Der Durchmesser von *G* beträgt 7 cm; inwendig ist *G*, wie die Schraffierung andeutet, versilbert. Ein mit Druck auf der Silberwand aufliegender Draht *C*

erlaubt, die Silberschicht von G nach außen abzuleiten. An G befindet sich ein unterer, in flüssige Luft tauchender Kühltasch S und ein senkrecht zur Ebene der Bleche A und B stehender, durch den punktierten Kreis angedeuteter Stutzen von 3,5 cm Durchmesser und 9,5 cm Länge, der von einem angekitteten Quarzfenster verschlossen ist; als Kitt diente weißer Siegelack. Die Metallplatten A und B konnten mit ultravioletttem Licht einer Quecksilberquarzlampe von Heräus beleuchtet werden, die bei ca. 33 Volt Lampenspannung und 2,75 Amp. brannte.

Wenn C , a' und b' miteinander und mit der Erde verbunden waren, so standen die Platten A und B in einem elektrostatisch ziemlich gut geschützten Raume. Die Metallplatten A und B konnten einzeln oder zusammen geerdet oder mit einem Fadenelektrometer von Lutz-Edelmann verbunden werden, und so war die positive Aufladung von A und B unter dem Einfluß der Belichtung mit der Quarzlampe zu bestimmen. Andererseits konnten die Metallplatten A und B mit den Rohren a' und b' verbunden und an den negativen Pol eines Induktors gelegt werden, während die Hülle G am positiven, geerdeten Pol lag. Hierdurch wurde erreicht, daß die zur Kathode gemachten Platten A und B durch Kathodenzerstäubung gründlich gereinigt¹⁾ wurden, ohne an ihren Einkittstellen Ladungen zu hinterlassen. Bei den von anderen Autoren benutzten Elektrodenformen lagen meist elektrische Felder (während der Zerstäubung) an den Einschmelz- oder Kittstellen der Elektroden, so daß dort wohl Ladungen erzeugt wurden, die nur langsam zu verschwinden pflegen und stundenlang ein Kriechen des Elektrometerfadens bewirken.

Die Metallplatten A und B bestanden bei den meisten unserer Versuche aus Platin (Folie von 0,01 mm Dicke). Die damit angestellten Beobachtungen sind kurz zusammengefaßt folgende:

1. Unter dem Einfluß des ultravioletten Lichtes trat positive Aufladung von A oder B (wobei eine dieser Elektroden wie alle übrigen Metallteile in der Zelle geerdet waren) *nicht* ein, wenn ein Gas wie H_2 , He , H_2O -Dampf sich in der Zelle befand.

1) Vgl. E. Gehrcke und R. Seeliger, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. 15. p. 438. 950. 1913.

Fortschaffen des Gases bewirkte Eintreten eines positiven Aufladepotentials, dessen Betrag mit der Abnahme des Gasdruckes zunahm. Im höchsten, in der Zelle erreichbaren Vakuum nahm das Aufladepotential einen Endwert an, der unabhängig war von der Güte des Vakuums, insofern als es keinen Unterschied machte, ob der Stutzen *S* mit flüssiger Luft oder flüssigem Wasserstoff gekühlt wurde, und gleichgültig, ob mit *S* ein mit Kokosnußkohle gefülltes, gekühltes Rohr kommunizierte oder nicht.

2. War die Platte *A* oder *B* positiv oder negativ aufgeladen, so wurde sie durch Belichtung der Zelle in einigen Sekunden entladen, wenn sich Gas in der Zelle befand.

3. Im hohen Vakuum nahm die belichtete Platte ein positives Aufladepotential an, das maximal $+1,5$ Volt betrug. Der Wert dieses Potentials war für frische, nicht mit Kathodenzerstäubung behandelte Platten *A* und *B*, die aus demselben Blech geschnitten waren, im allgemeinen ungleich; er betrug z. B. in einem Versuch für Platte *B* $0,3$ Volt, für *A* $1,28$ Volt. Diese Werte änderten sich (außer mit der Güte des Vakuums, vgl. oben) mit der Dauer der Belichtung. Eine Belichtung von $\frac{1}{4}$ Stunde konnte Erhöhung, aber auch Erniedrigung des Aufladepotentials um mehrere Zehntel Volt bewirken. Durch Stehenlassen im Dunkeln wurden diese Veränderungen zuweilen, doch nicht immer, rückgängig gemacht. Es sind dies die bekannten, als „Ermüdung“ und „Erholung“ bezeichneten Phänomene, die von vielen Autoren an Metalloberflächen von zweifelhafter Reinheit beobachtet worden sind, und die nach Lenard¹⁾ von Doppelschichten herrühren.

4. Konstante, von der Belichtung oder Nichtbelichtung unabhängige Aufladepotentiale traten auf, wenn die Platten *A* und *B* vorher durch Kathodenzerstäubung gründlich und gleichmäßig von Oberflächenschichten gereinigt worden waren. Die Zerstäubungen geschahen $\frac{1}{4}$ Stunde lang und zuweilen länger oder kürzer, und wurden bei einem Kathodendunkelraum von $1,5-0,5$ cm Dicke in reinem Wasserstoff vorgenommen. Das Gas wurde dann abgepumpt. Es mußte dauernd der Rohransatz *S* in flüssige Luft tauchen. Die so gefundenen Werte des Aufladepotentials einer Platinplatte ergaben sich in verschiedenen Versuchsreihen zu:

1) P. Lenard, Ann. d. Phys. 8. p. 185ff. 1902.

Volt	Dauer der vorausgegangenen Zerstäubung im Wasserstoff
1,14	10 Minuten
1,14	15 „
1,16	10 „
1,14	20 „
1,13	20 „
1,17	40 „

5. Der Wert des positiven Aufladepotentials hing von dem *Gase* ab, in dem die Zerstäubung vorgenommen worden war. Die durch Zerstäuben in H_2O -Dampf, O_2 oder Helium gefundenen Werte des Aufladepotentials waren *nicht* in der gleichen Weise reproduzierbar wie bei Wasserstoff; die Werte schwankten zwischen 0,87 und 1,57 Volt. Welches Aufladepotential auf diese Weise auch gefunden worden war, stets brachte eine neue Zerstäubung in H_2 einen Wert von nahezu 1,15 Volt hervor.

6. Ersatz der Platinplatten *A* und *B* durch zwei gleiche Platten aus Gold ergab qualitativ das gleiche Verhalten; doch waren die Aufladepotentiale beim Gold niedriger als beim Platin und betrugen unter 1 Volt.

§ 2. Die in § 1 beschriebenen Versuche zeigen, daß es möglich ist, bis auf Bruchteile eines Zehntel Volt *reproduzierbare* Aufladepotentiale an Platin zu erhalten, wenn dieses Platin vorher gut mit Kathodenzerstäubung in Wasserstoff behandelt worden ist. Da die obigen Versuche aber in einer Zelle angestellt wurden, deren Wände von den belichteten Metallen nur wenige Zentimeter entfernt waren, und da deshalb irgendwelche Ladungen auf diesen Wänden die Versuchsergebnisse wesentlich beeinflussen mußten, da ferner auch *positive* Aufladungen der Platten *A* und *B* durch das Licht zerstreut wurden (vgl. § 1, unter Nr. 2, p. 3), also offenbar außer den von *A* und *B* ausgelösten Photoelektronen auch solche von der Silberwand *G* vorhanden waren, die das gemessene Aufladepotential herabdrücken mußten, so wurde eine *größere* Zelle derselben Art wie die in Fig. 1 beschriebene konstruiert. Diese Zelle hatte eine innen versilberte Glaskugel *G* von 16 cm Durchmesser und unterschied sich von der früheren, in § 1 beschriebenen noch dadurch, daß das dicht an einer Elektrode *A* vorbeistreichende Licht *nicht* die hintere

versilberte Kugeloberfläche traf, sondern in einen 4 cm. weiten, 11 cm. langen, innen versilberten Stutzen eintrat, der am Ende durch eine blanke Glasplatte verschlossen war. An dieser Zelle konnte mittels einer passenden Blende das direkte Licht auf eine Elektrode *A* allein geworfen werden, so daß nur noch schwaches, von *A* (und von der Verschlußglasplatte des eben genannten Stutzens) reflektiertes Licht die Hülle *G* oder die andere mit *G* verbundene Elektrode *B* erreichen konnte. In anderer Beziehung war diese neue Zelle ebenso wie die alte konstruiert, insbesondere waren auch die Abmessungen der Elektroden dieselben.

In dieser größeren Zelle war der Einfluß des reflektierten Lichtes praktisch zu vernachlässigen; denn es ergab sich, daß nur eine *negative*, nicht eine *positiv* aufgeladene Elektrode *A* durch Belichtung entladen wurde. Das Aufladepotential einer durch Zerstäubung gereinigten Elektrode erwies sich wie früher als zeitlich konstant und als abhängig vom Gase, in dem die Zerstäubung vorgenommen war. Es erwies sich aber als wesentlich *höher* als in der in § 1 beschriebenen Zelle und ergab sich im Mittel bei 10 verschiedenen Versuchsreihen nach Zerstäubung in H_2 zu 2,32 Volt. Die Dauer der Zerstäubungen wurde variiert zwischen etwa $\frac{1}{4}$ und $1\frac{1}{2}$ Stunden.

Zur beispielsweise Erläuterung der Messungen möge folgende Fig. 2 dienen. Hier bedeutet die Abszisse die Belichtungsdauer in Minuten, gemessen vom Moment der Aufhebung der Erdverbindung der belichteten Platte; die Ordinaten sind proportional den Skalenteilen des Elektrometers, geben also das Aufladepotential der belichteten Platte an. Die drei oberen Kurven beziehen sich auf drei verschiedene Belichtungsintensitäten, hergestellt durch eine passende Blende dicht vor der Hg-Lampe, und zwar waren die Flächen der Blendenöffnungen, wenn wir die der obersten (....) Kurve gleich 1 setzen, bei der mittleren (oooo) Kurve

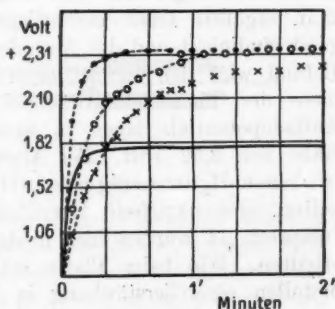


Fig. 2.

etwa $\frac{1}{9}$, bei der unteren (****) etwa $\frac{1}{90}$. Man sieht, daß die Steilheit des Anstiegs der Kurven mit der Beleuchtungsintensität steigt, daß aber der schließliche Wert des Aufladepotentials, augenscheinlich unabhängig von der Intensität, asymptotisch demselben Endwert zustrebt. Wurde das Licht außer auf die Platte *A* auch auf die Platte *B* oder auf die Silberhülle *G* gesandt, so erhielt man Kurven, die rasch anstiegen, aber keinen so hohen Endwert erreichten; die durchgezogene Kurve in Fig. 2 stellt eine solche, bei voller Öffnung erhaltene Kurve dar, wo also außer einer Platte *A* auch die (geerdete) Platte *B* und z. T. die Silberhülle direktes Licht empfing. — Platte *A* gab dieselben Endwerte wie Platte *B*; auch die miteinander verbundenen Platten *A* und *B* gaben bei gleichzeitiger Belichtung von *A* und *B* denselben Endwert der Aufladung.

Bewirkte man die Reinigung der Platten *A* und *B* durch Zerstäuben in einem anderen Gas als H_2 , insonderheit in H_2O -Dampf oder Helium, so erhielt man, wie auch in § 1, andere Werte des Endpotentials als bei vorheriger Zerstäubung in Wasserstoff. Die so erhaltenen Werte waren *niedriger* als der nach Zerstäubung in Wasserstoff erhaltene Wert von 2,32 Volt.

Außer mit Platten aus Platin wurden Versuche mit mit Plattenpaaren *A* und *B* aus Gold, Kupfer, Zink und Aluminium angestellt. Die Versuche mit Gold, Kupfer und Zink ergaben *keine* wesentliche Abhängigkeit der Aufladegeschwindigkeit und des Aufladepotentials vom Metall. Dieser Befund wird den Erwartungen vieler Forscher auf dem Gebiete der Photoelektrizität widersprechen. Die Werte des Aufladepotentials lagen in unseren Versuchen stets in der Nähe von 2,32 Volt. Bei Aluminium, das, wie bekannt, in trockenem H_2 nur wenig zerstäubt, machte es offenbar Schwierigkeiten, eine oxydfreie Oberfläche zu bekommen, und dementsprechend wurden hier niedrige Werte, von ca. 1,7 Volt, erhalten. Wie beim Platin setzte bei den oben genannten Metallen eine Zerstäubung in Helium das Aufladepotential herunter, und es kamen Werte bis herab zu 1,9 Volt vor. Stundenlanges Stehen in Wasserstoff (im Dunkeln oder mit Belichtung) ergab (nach Wiederabpumpen des Gases) *keine* Erhöhung des Aufladepotentials, führte vielmehr wieder auf

dieselbe niedrige Aufladekurve; erst nach Einleiten der Zerstäubung in H_2 wurde der Normalwert 2,32 Volt des Aufladepotentials wieder erreicht.

Die Aufladegeschwindigkeiten und Aufladepotentiale der vorher nicht mit Zerstäubung behandelten Metalle waren, wie in § 1, niedrig und schwankend, auch bei größtmöglicher Sauberkeit vor dem Einsetzen in das Rohr. Besonders trifft dies für die unedlen Metalle zu; so zeigte z. B. reines Kupfer

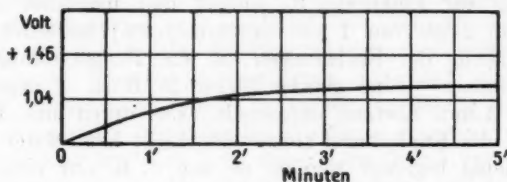


Fig. 3.

das durch Fig. 3 angezeigte Verhalten; Fig. 3 ist unter sonst gleichen Umständen wie die oberen Kurven in Fig. 2 gewonnen. Diese Kurve erhielten wir stets von neuem, auch wenn das Evakuieren stundenlang fortgesetzt oder wenn stundenlang belichtet worden war; hier liegen wohl Oberflächenschichten (elektrische Doppelschichten) vor, die sehr zähe sind und fest haften, oder aber es fehlt an der Oberfläche der für das Auftreten eines starken Photoeffektes notwendige Zustand, der durch die Behandlung in der Glimmentladung hervorgerufen wird.



Fig. 4.

§ 3. Da die in § 2 beschriebene Photozelle zuweilen und unregelmäßig, scheinbar wenn im hohen Vakuum zerstäubt worden war, höhere Aufladepotentiale, bis ca. 2,45 Volt, ergab, so wurde eine dritte, noch größere Photozelle hergestellt, in der Absicht, die Fehlerquellen möglichst herabzudrücken. Diese große Zelle bestand aus einer kupfernen Kugel von 60 cm Durchmesser. Wie in den früheren Fällen waren diametral gegenüber zwei Metallplatten in etwa 5 mm Abstand,

von 1 cm \times 1 cm Größe, aufgestellt; die nähere Konstruktion dieser dem Licht auszusetzenden Elektroden zeigt Fig. 4. *A* ist wieder die Metallplatte, *a* ein 7 cm langer Pt-Rh-Draht, der an einem Stahldraht *b* von 35 cm Länge hart angelötet ist. Bernsteinisolationen *c* halten den Stahldraht konzentrisch in der Messingmanschette *d*, die ihrerseits von einem Glasrohr *e* umschlossen wird, welches in dem Messingrohr *f* steckt. Ein auf die Manschette *d* vorn aufgesetzter Deckel *g* läßt die Zuleitung zur Elektrode *A*, isoliert und möglichst knapp, durch ein Loch von 1 mm hindurchtreten; hierdurch wird eine Wirkung der Entladungen auf die Bernsteinisolation *c* ferngehalten. — Eine gleiche Elektrode *B* ist *A* gegenüber in etwa 5 mm Abstand aufgestellt. Das durch eine Quarzplatte in die Kupferkugel eintretende Licht kann durch Blenden beliebig begrenzt werden, so daß z. B. nur eine, oder beide Elektroden direktes Licht erhalten. — Bei der Reinigung der Platten *A* und *B* durch Kathodenzerstäubung werden beide Elektroden mitsamt ihren Messingmanschetten (also *d* in Fig. 4) verbunden, während die geerdete Kupferkugel, mit der die äußeren Messingmanschetten verbunden sind (also *f* in Fig. 4) als Anode dient. Die Dauer der Zerstäubungen betrug im allgemeinen eine Stunde. Bei der Messung des Aufladepotentials einer Elektrode *A* werden die Teile *d*, *f* mit der Kugel und der Elektrode *B* verbunden und geerdet, und nur die Elektrode *A* führt zum Elektrometerfaden. Das Evakuieren der Kugel geschah mittels Gaedepumpe; zur Erzielung eines dampffreien Vakuums war wie früher ein mit flüssiger Luft gekühlter, direkt an die Kupferkugel angekitteter Kühlsack vorgesehen. Alle Kittungen waren mit weißem Siegellack hergestellt.

In diesem Rohr wurden die Metalle Platin, Gold, Kupfer und Zink untersucht. Es wurde das in § 2 Gefundene bestätigt, und gefunden, daß innerhalb der Meßfehler kaum eine Abhängigkeit der Aufladepotentiale vom Metall der Elektroden stattfand. Nach Zerstäubung in reinem Wasserstoff betrug das Aufladepotential:

Mittelwert von 24 Messungen an	Platin:	2,90 Volt
„ „ 6 „	Gold:	2,25
„ „ 16 „	Zink:	2,29
„ „ 7 „	Kupfer:	2,28

Hierzu ist folgendes zu bemerken: Bei längerem (20stündigem) Stehen im Vakuum (wobei mit flüssiger Luft dauernd gekühlt, aber nicht mit der Gaedepumpe gepumpt wurde) gingen die Aufladepotentiale an allen Metallen zurück und zwar um etwa 0,1 Volt. Erst eine neue Zerstäubung von rund $\frac{1}{4}$ Stunde in H_2 brachte dann wieder die Erhöhung um etwa 0,1 Volt hervor. Wurde aber dauernd gepumpt, so hielten sich die hohen Aufladepotentiale tagelang. — Eine Zerstäubung von 1 Stunde in Helium brachte die Werte der Aufladepotentiale stark zurück und zwar bis auf etwa 1,8 Volt. Diese niedrigen Werte waren ebenfalls tagelang haltbar und erhielten sich auch, wenn Wasserstoff eingelassen und nach einiger Zeit wieder abgepumpt wurde. Die niedrigen Werte waren unabhängig von der Dauer der Belichtung; sie waren „ermüdungs- und erholungsfrei“. Es liegt daher kein Grund vor, hier eine Verunreinigung der Metalloberfläche infolge des Zerstäubens in Helium und etwa die Bildung einer Doppelschicht anzunehmen.

Die Zuverlässigkeit obiger Zahlenwerte übersteigt nicht $\pm 0,1$ Volt. Trotz der großen Entfernung der belichteten Metalle von allen festen Körpern waren augenscheinlich zuweilen noch schwache elektrische Kraftfelder von wechselnder Stärke am Orte der Belichtung vorhanden. Diese Kraftfelder können, da Raumladungen unter den Versuchsbedingungen ausgeschlossen erscheinen, nur von Ladungen auf entfernt liegenden festen Körpern, etwa auf den Rohren *f* und *d* (in Fig. 4) oder auf dem Glasrohre *e* zwischen ihnen herrühren. Der Einfluß solcher schwacher Ladungen auf das Aufladepotential wurde direkt untersucht, indem die Manschette *d* (vgl. Fig. 4) von *A* auf ein bestimmtes Potential *V* aufgeladen wurde und das photoelektrische Aufladepotential der anderen Elektrode, also *B*, gemessen wurde. Fig. 5 stellt das Ergebnis derartiger Versuche dar, wo die verschiedenen Kurven bei einer Aufladung der Manschette *d* der Elektrode *A* erhalten wurden, während die Elektrode *B* am Elektrometer lag; alle anderen Metallteile waren geerdet. Man sieht aus Fig. 5, daß schon ein Potential *V* von der Größenordnung 2 Volt in einer Entfernung von ca. 10 cm von der belichteten Platte das Aufladepotential merklich, d. h. um mehr als 0,1 Volt, beeinflussen kann, und zwar wirken äußere posi-

tive Ladungen, die die Photoelektronen beschleunigen, erhöhend auf das Aufladepotential, negative Ladungen erniedrigend, erstere in stärkerem Maße.

Diese Wirkung schwacher freier Ladungen irgendwo im Innern der Kugel erklärt auch die Schwankungen des Aufladepotentials, die mit der auf p. 685—686 genannten Anordnung erhalten wurden.

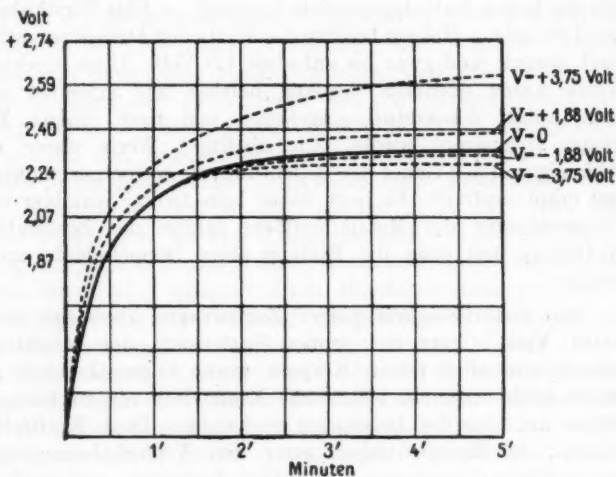


Fig. 5.

Variation des Abstandes der beiden Platten *A* und *B* von 1 mm auf 7 cm war ohne erkennbaren Einfluß auf die Größe des Aufladepotentials, ebenso Variation der Größe der Platten (es wurden meist 1 cm × 1 cm große, aber auch 1 cm × 2 cm große Platten benutzt). Das Vakuum, wenn es hoch genug war, war ebenfalls ohne Einfluß; schlechtes Vakuum drückte, wie bereits auf p. 680—681 erwähnt, das Aufladepotential herab, ohne jedoch immer die *Geschwindigkeit* des Aufladens zu beeinflussen. Im *hohen Vakuum* änderte die Beleuchtung der Wände der 60 cm großen Kugel mit ultravioletttem Licht das Aufladepotential nicht (vgl. aber § 1); wohl aber wurde im hohen Vakuum das Aufladepotential einer Platte (z. B. *A*) herabgesetzt, wenn auch auf die *andere* Platte (*B*) ultravioletttes Licht fiel; diese Herabsetzung betrug bei Zink, wo

sie am größten war, etwa 0,6 Volt. Im schlechten Vakuum dagegen wirkte jedes direkte, die Kugelwände treffende Licht herabsetzend auf das Aufladepotential ein.

Es mag ferner folgende Beobachtung erwähnt werden, die in beiden in §§ 2 und 3 beschriebenen Photozellen gelegentlich gemacht wurde. Die aus Platin gebildeten Elektroden A und B bestanden aus dünner Folie von 0,01 mm Dicke; wenn nun eine große Zahl von Zerstäubungen mit diesen Platten angestellt worden war, so wurden schließlich die Platten sehr dünn und bekamen auch Löcher. Diese dünnen Platinbleche, die immer noch für sichtbares Licht völlig undurchsichtig erschienen, zeigten beträchtlich geringere Aufladungen als die dickeren Bleche; das Aufladepotential betrug dann 1 Volt und weniger. Das Aussehen der Aufladekurven war dann genau ebenso wie das der Kurve in obiger Fig. 3. — Dieses Verhalten scheint anzuzeigen, daß die sehr dünnen Platinbleche nicht mehr den Zustand an ihrer Oberfläche annehmen, der zum Auftreten eines hohen Photopotentials nötig ist. Es sei in diesem Zusammenhang an eine Beobachtung von Ladenburg¹⁾ erinnert, der fand, daß sehr dünnes, auf Glas niedergeschlagenes Nickel einen geringeren Photostrom lieferte als dickeres Nickel; über das Aufladepotential machte Ladenburg keine Angaben.

Endlich sei noch ein Verhalten erwähnt, das bei den verschiedenen untersuchten Metallen oft beobachtet wurde und durch Fig. 6 erläutert wird. Diese Figur bezieht sich auf eine Platinelektrode in der großen Zelle von 60 cm Durchmesser, und zwar wurde die untere Kurve gemessen, als die Anordnung etwa 4 Stunden lang im Dunkeln gestanden hatte, die obere $\frac{1}{4}$ Stunde darauf, nachdem die Platinplatte eine Zeit von $\frac{1}{4}$ Stunde belichtet worden war. Unter der Wirkung des Lichtes wird also die photoelektrische Empfindlichkeit des Metalles erhöht; es ist so, als ob die frei werdenden Elektronen den nachfolgenden die Wege bahnen. Nach stundenlangem Stehen im Dunkeln sinkt die Aufladekurve wieder herab. Hier liegen offenbar Fälle von „Erholung“ und „Ermüdung“ vor, die mit der Bildung von Doppelschichten nichts zu tun haben.

1) E. Ladenburg, Ann. d. Phys. 12. p. 574ff. 1903.

§ 4. Die beschriebenen Versuchsergebnisse werden z. T. durch Beobachtungen anderer Forscher bestätigt, z. T. nicht. Besonders sei eine Arbeit von Klages¹⁾ hervorgehoben, der fand, daß die maximale Anfangsgeschwindigkeit der Elektronen, die von einer Quarzquecksilberlampe an einer frischen Quecksilberoberfläche ausgelöst werden, dieselbe ist wie an einer Zinkamalgamfläche und 2,3 Volt beträgt. Dies ist der auch von uns (vgl. p. 686) an Platin, Gold, Kupfer und Zink gefundene Wert. Es muß dahingestellt bleiben, ob das von Hrn. Klages benutzte Quecksilber und Amalgam okkludierten Wasserstoff in seinem Innern besaß, der beim Her-

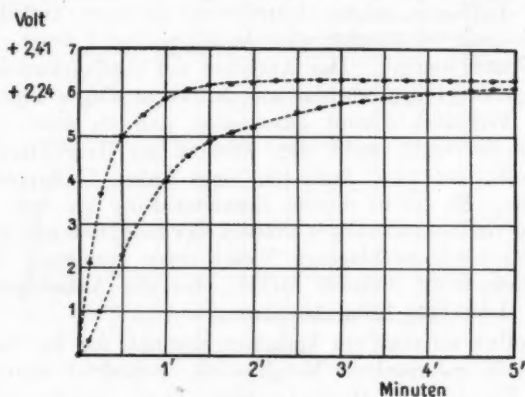


Fig. 6.

stellen einer frischen Oberfläche (durch Überlaufenlassen der Flüssigkeit) heraustrat, so daß eine frische, d. h. mit Wasserstoff beladene Oberfläche vorhanden war. Es erscheint nicht ausgeschlossen, daß auch sonst beim Herstellen einer „frischen“ Metallfläche, z. B. durch Schaben, tatsächlich eine mit Wasserstoff beladene Oberfläche geschaffen wird, und daß die viel erörterte lichtelektrische „Ermüdung“ eine doppelte Ursache haben kann: einmal kann sie im allmählichen Nachlassen der Wasserstoffbeladung bestehen, und dann in der Bildung einer (elektrisch isolierten) Oxyd- oder Dampfschicht auf der Oberfläche. Nur im letzteren Falle dürfte Veranlassung zur

1) A. Klages, Ann. d. Phys. 31. p. 361. 1910.

Bildung einer die Elektronen bremsenden, elektrischen Doppelschicht vorliegen.

§ 5. Die einfachste Erklärung für die Beobachtungen scheint die zu sein, daß die *schnellsten*, aus dem Metall ausgelösten Photoelektronen *nicht* aus dem Metallatom, sondern aus dem im Metall okkludierten Wasserstoff stammen. Hierdurch wird.

1. Die besondere photoelektrische Empfindlichkeit der mit Wasserstoff beladenen Metalle¹⁾ verständlich (vgl. p. 684 u. 687).

2. Die *Gleichheit* des photoelektrischen Aufladepotentials für so verschiedene Metalle wie Pt, Au, Cu, Zn (vgl. p. 686).

3. Die Herabsetzung des Aufladepotentials nach Vornahme einer Zerstäubung in Helium oder Wasserdampf; man wird annehmen können, daß der verbleibende geringe Photoeffekt von Wasserstoffatomen herrührt, die in größerer Tiefe im Metall eingelagert sind, so daß die von ihnen herkommenden Photoelektronen Geschwindigkeitsverluste vor ihrem Austritt aus der Oberfläche erlitten haben.

4. Die Herabsetzung des Aufladepotentials an sehr dünnen Platinflächen (vgl. p. 689); diese dünnen Platinfolien scheinen im Vakuum den Wasserstoff nach der Zerstäubung nicht festhalten zu können.

Ein verschiedenartiger Grenzwert der photoelektrisch wirkenden Wellenlänge sollte bei den hier untersuchten Metallen nur dann bestehen können, wenn die Metalle von Wasserstoff frei sind. Ob die beobachteten Unterschiede in den geringeren Werten der Aufladepotentiale von *nicht* zerstäubt gewesenen Metallen auf Verunreinigungen und oberflächliche Doppelschichten, oder auf Mangel an Wasserstoffbeladung in der obersten Metallschicht zurückzuführen ist, wird sich generell kaum entscheiden lassen, da beide Ursachen im gleichen Sinne wirken; bei Abwesenheit von „Ermüdungs“- oder „Erholungs“-erscheinungen wird man geneigt sein, Mangel an Wasserstoffbeladung und keine Doppelschichten anzunehmen.

Hiernach läßt sich folgende Theorie des Photoeffektes der mit Wasserstoff beladenen Metalle aufstellen:

1) Bereits Th. Wulf fand (Ann. d. Phys. 9. p. 946. 1902) eine Zunahme des Photoeffektes an Platin, das mit Wasserstoff elektrolytisch beladen war. — Neuere Literatur hierüber vgl. F. Stumpf, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. 16. p. 989. 1914.

Das auf das Metall auffallende Licht einer Wellenlänge λ wird z. T. absorbiert und in kinetische Energie frei werdender Elektronen verwandelt, so daß:

$$(1) \quad h\nu = \frac{\mu}{2} v^2;$$

hier ist ν die Schwingungszahl der Welle λ , μ die Masse, v die Geschwindigkeit des Elektrons in dem Augenblick, wo es den Energiebetrag $h\nu$ absorbiert hat.¹⁾ Das Elektron wird dann das vom Metall okkludierte Wasserstoffatom mit der kinetischen Energie $\frac{\mu}{2} v^2$ verlassen, dabei aber Arbeit gegen die elektrostatische Anziehung seines Mutteratoms und diejenige benachbarter positiver Kerne leisten. Der erste dieser Energieverluste ist $= \epsilon^2/r$, wo ϵ die Ladung des Elektrons, r seine Entfernung vom Kern des Mutteratoms bezeichnet. Der zweite der Energieverluste ist $= \epsilon V$, falls das Metall auf das Potential V aufgeladen ist. Wenn V das äußerste Potential ist, bis

1) Es sei erwähnt, daß der Ansatz (1) im Sinne der Quantentheorie gedeutet werden kann, aber nicht muß. Der Ansatz (1) ist im Grunde nur eine andere Formulierung des Wienschen Verschiebungsgesetzes: $\lambda_{\max} \cdot T = \text{const.}$ Wenn man nämlich annimmt, daß die Wärmestrahlung in einem Metall zum großen Teil durch Zusammenstöße freier Elektronen mit den Metallatomen entsteht, so ist die mittlere kinetische Energie $\frac{\mu}{2} \bar{v}^2$ dieser freien Elektronen gleich $\frac{3}{2} \frac{R}{N} T$, wo T die Temperatur, R die Gaskonstante, N die Zahl der Moleküle im Gramm-Mol. Nun ist $\bar{v}^2 = \frac{3}{2} w^2$, wo w die wahrscheinlichste Geschwindigkeit, d. h. die Geschwindigkeit derjenigen Elektronen, welche die am häufigsten vorkommende Wellenlänge λ_{\max} erzeugen. Bezieht man also die Gleichung (1) auf die am häufigsten vorkommende Elektronenart, so ist

$$\nu = \frac{C}{\lambda_{\max}}, \quad \frac{\mu}{2} v^2 = \frac{\mu}{2} w^2 = \frac{R}{N} T.$$

Demnach folgt aus (1):

$$\lambda_{\max} \cdot T = \frac{h C N}{R} = \text{const.},$$

also das Wiensche Gesetz

Der Zahlenwert von const. kommt immerhin der Größenordnung nach richtig heraus; mehr kann auch nicht verlangt werden, da in diesen Betrachtungen verschiedene Vernachlässigungen gemacht wurden, u. a. wird z. B. der Anteil der gebundenen Elektronen an der Strahlung nicht berücksichtigt. Man findet mit $h = 6,5 \cdot 10^{-27}$, $C = 3 \cdot 10^{10}$, $N = 6,8 \cdot 10^{23}$, $R = 8,3 \cdot 10^7$ den Wert const. = 1,9; an glühendem Platin hat nach Lummer und Pringsheim const. den Wert 0,26.

zu dem sich das Metall durch die Belichtung auflädt, so muß sein:

$$(2) \quad h\nu = \frac{e^2}{r} + eV,$$

also:

$$(3) \quad r = \frac{e^2}{\frac{hC}{\lambda} - V},$$

wo C die Lichtgeschwindigkeit bedeutet.

Setzt man in (3) den experimentell gefundenen (vgl. oben) Zahlenwert 2,3 Volt = 0,0077 elektr. Einh. für V ein, so kann r berechnet werden. Es ist:

$$\lambda = 290 \cdot 10^{-7} \text{ (Grenze der Quecksilberquarzlampe)}$$

$$h = 6,5 \cdot 10^{-27}$$

$$e = 4,7 \cdot 10^{-10} \text{ elektr. Einh.}$$

$$C = 3 \cdot 10^{10},$$

demnach wird die Größe $hC/\epsilon\lambda = 0,0180$ elektr. Einh.; also nach (3) folgt:

$$(4) \quad r = 4,5 \cdot 10^{-8} \text{ cm.}$$

Dies ist mithin die Entfernung des auf einem Wasserstoffatom sitzenden Elektrons vom (einwertigen) positiven Kern. Es ist beachtenswert, daß die so gefundene Größe dieselbe ist, welche sich in dem Atommodell von Gehrcke¹⁾ aus den Konstanten der Balmerischen Wasserstoffserie ergibt; hier ist die Entfernung des jede Linie der Balmerischen Serie liefernden Elektrons vom positiven Kern:

$$r_1 = 4,4 \cdot 10^{-8} \text{ cm.}$$

Legt man das Atommodell von Bohr²⁾ zugrunde, so ist die Übereinstimmung des durch die Gleichung (4) gegebenen Wertes mit dem Wert der optischen Theorie weniger befriedigend, da im Bohrschen Atommodell sich die Entfernung $r_1 = 2,2 \cdot 10^{-8}$ cm ergibt.

1) E. Gehrcke, Physik. Zeitschr. 15. p. 123. 1914.

2) N. Bohr, Phil. Mag. 26. p. 1. 1913.

(Eingegangen 29. Mai 1915.)

**4. Nachtrag zu der Arbeit: Berichtigung des
Curie-Langevinschen Magnetisierungsgesetzes
für die molekulare Weglänge;
von E. A. Holm.**

In der obengenannten Arbeit¹⁾ sind einige Druckfehler enthalten, welche Mißverständnisse veranlassen können und deshalb berichtigt werden müssen.

p. 5, Note 4, soll es statt

„Versl. K. Ak. van Wet. 21. p. 275. 112“ richtig heißen

„Versl. K. Ak. van Wet. 21. p. 275. 1912“.

p. 29, Zeile 1 von oben, soll es statt

„so erhält man auch einen im Bereiche $p q = 0,1$ bis $0,7$ sehr wenig veränderlichen Wert von d_{12}' , dessen Mittel — ebenfalls in Tab. 3 vorkommen und die Differenz zwischen der linken und der rechten Seite von (45) auf weniger als $0,08$ Proz. herabdrückt.“ richtig heißen

„so erhält man auch einen im Bereiche $p q = 0,1$ bis $0,7$ sehr wenig veränderlichen Wert von d_{12}' , dessen Mittel, das ebenfalls in Tab. 3 angegeben ist, die Differenz zwischen der linken und der rechten Seite von (45) auf weniger als $0,08$ Proz. herabdrückt.“

p. 32, Gleichung (52). Im Nenner des Ausdruckes von W_{12} soll es statt

„ $(1 - p) M$ “ richtig heißen „ $(1 - p) M_1$ “.

p. 37, Absatz 3, Zeile 1, soll es statt

„Eine solche Deutung der Werte von $D_1 L_1'$ und $D_1 L_{12}'$ in Tab. 7, daß diese Größe normal, jene aber auf den doppelten des aus der Dichtigkeit und den molekularen Dimensionen zu erwartenden Wertes zu erhöhen ist, ...“ richtig heißen

„Eine solche Deutung der Werte von $D_1 L_1'$ und $D_1 L_{12}'$ in Tab. 7, daß diese Größe normal, jene aber doppelt so groß als der aus der Dichtigkeit und den molekularen Dimensionen zu erwartende Wert ist, ...“

p. 41, Gleichung (61), soll es statt

„ $0,518$ “ richtig heißen „ $5,18$ “.

1) E. A. Holm, Ann. d. Phys. 47. p. 1. 1915

p. 45, Zeile 12 von oben, soll es statt

„um schließlich, nach Durchlaufen eines Gebiets kleiner Temperaturabhängigkeit, gegen in eine Abnahme überzugehen, ...“ richtig heißen

„um schließlich, nach Durchlaufen eines Gebiets kleiner Temperaturabhängigkeit, in eine Abnahme überzugehen, ...“

p. 46, Zeile 7 von oben, soll es statt

„In dem Falle, wo die kinetische Energie — durch Kräfte irgendwelcher Art zwischen den Molekülen — vor und nach den Zusammenstößen verändert wird, ...“ richtig heißen

„In dem Falle, wo die kinetische Energie der Moleküle — durch konservative Kräfte irgendwelcher Art, welche die Moleküle beeinflussen — zwischen zwei aufeinander folgenden Zusammenstößen verändert wird, ...“

Die den Überlegungen zugrunde liegende Hypothese lautet also, daß wenn konservative Kräfte irgendwelcher Art auf die Gasmoleküle wirken, der thermodynamische Gleichgewichtszustand in erster Linie dadurch charakterisiert ist, daß die kinetische Energie *im Stoßaugenblicke* sich nach dem Maxwell'schen Gesetz verteilt, gerade wie es der Fall ist in Abwesenheit aller Kräftewirkungen (mit Ausnahme der beim Stoß auftretenden). Auch ist angenommen (was eigentlich eine Folge der genannten Hypothese ausmacht), daß beim Stoß eine vollkommene „molekulare Unordnung“ herrscht.

Um die Verteilung der Lage- und Impulskoordinaten der Moleküle in einem bestimmten Zeitmomente t_0 zu erhalten, berechnet bekanntlich Boltzmann jene Veränderung der Verteilungsfunktion, welche im *unendlich kleinen* Zeitintervall t_0 bis $t_0 + dt_0$ durch die Zusammenstöße der Moleküle und durch die ungestörte Bewegung derselben unter dem Einfluß der vorhandenen Kräfte bewirkt wird, und schreibt vor, daß diese Veränderung gleich Null sein soll. Unter Voraussetzung molekularer Unordnung bei der Zeit t_0 ergibt diese Betrachtungsweise als Verteilungsfunktion eine e -Funktion mit der kinetischen + der potentiellen Energie des Moleküls bei derselben Zeit im Exponenten.

Nach meiner Meinung aber hat man zunächst jedes Molekül während der *endlichen* Zeitdauer bis zum nächsten Zusammenstoß mit einem anderen Molekül zu verfolgen und seine kinetische Energie (die einzige Art von Energie, welche durch den Zusammenstoß direkt ausgetauscht werden kann) im Stoßaugenblicke in den Exponenten der e -Funktion einzuführen. Also sollte

$$K e^{-\frac{E(t)}{kT}}$$

die Wahrscheinlichkeit ausdrücken, daß das Molekül im Stoßaugenblicke t die kinetische Energie $E(t)$ besitzt, wo $E(t)$ offenbar eine Funktion der Lage- und Impulskoordinaten des Moleküls im Zeitmomente t_0 und der Zeit $t - t_0$ ist.

In dem in der Arbeit behandelten Falle, wo magnetische Moleküle unter dem Einfluß eines magnetisierenden Feldes stehen, muß offenbar die Anzahl Moleküle pro Volumeneinheit im Molekülsysteme immer kon-

stant sein. Im Sinne der molekularen Unordnung beim Stoß wird dann K eine reine Konstante — auch unabhängig der Orientierung der magnetischen Achse des Moleküls im Stoßaugenblicke. Ist solchenfalls $\varphi(t) dt$ die Wahrscheinlichkeit, daß das Molekül im Zeitintervall t bis $t + dt$ zusammenstößt, so ergibt sich unmittelbar für die gesuchte Verteilung im Zeitmomente t_0 (unter Berücksichtigung des Liouvilleschen Theorems)

$$K \int_{t_0}^{\infty} e^{-\frac{E(t)}{kT}} \varphi(t) dt,$$

was eine Funktion der Lage- und Impulskoordinaten des magnetischen Moleküls bei der Zeit t_0 ist.

Eine Betrachtung der von Langevin benutzten paramagnetischen Verteilungsfunktion veranlaßt mich nun freilich, statt des obigen Ausdruckes, den folgenden anzuwenden:

$$K e^{-\frac{\bar{E}}{kT}}, \quad \bar{E} = \int_{t_0}^{\infty} E(t) \varphi(t) dt,$$

wo also \bar{E} die mittlere kinetische Energie des Moleküls im Stoßaugenblicke bedeutet. In dem rechnerisch durchgeführten Falle — dem rein paramagnetischen, wo die Magnetisierung des Molekülsystems einfach proportional der magnetisierenden Feldstärke gesetzt wird — erhält man jedoch, was leicht einzusehen ist, dasselbe Resultat unter Anwendung der einen oder der anderen Formel.

Nachzutragen ist, daß die Boltzmannsche Annahme molekularer Unordnung bei der Zeit t_0 tatsächlich zur Folge haben muß, daß der folgende Zusammenstoß bei der Zeit t im allgemeinen Falle *nicht* nach den Gesetzen des Zufalles, sondern in irgend einer „molekular-geordneten“ Weise abläuft. Wenn man aber die Hypothese der molekularen Unordnung überhaupt heranzieht, so muß sie wohl in erster Linie auf den Stoßvorgang und nicht auf den Zustand des frei schwebenden Moleküls bei der endlichen Zeit $t - t_0$ vor dem Stoß angewendet werden.

Stockholm, Phys. Inst. d. Universität, Juni 1915.

(Eingegangen 9. Juni 1915.)

**5. Die maximale Verdampfungsgeschwindigkeit
des Quecksilbers;
von Martin Knudsen.**

Einleitung.

Wenn eine Flüssigkeit (oder ein fester Körper) verdampft, wird die Verdampfungsgeschwindigkeit, d. h. die Masse des Dampfes, den die Oberflächeneinheit in einer Zeiteinheit abgibt, meist von vielen Verhältnissen abhängig sein. Die Geschwindigkeit, womit der Dampf von der Oberfläche weggeführt wird, wird in allen Fällen von der größten Bedeutung sein, sei es, daß der Dampf mit einem Luftstrom weggeführt oder wegen eines Druckfalles wie bei einer gewöhnlichen Destillation weggeschafft wird.

Ein nur wenig Komplikationen darbietender Fall ist offenbar derjenige, bei dem es jedem die Oberfläche verlassenden Dampf-molekül unmöglich ist, wieder zur Oberfläche zurück-zukehren. Man kann in diesem Falle leicht eine obere Grenze der Verdampfungsgeschwindigkeit finden, wenn der Dampfdruck des Stoffes bekannt ist; denn wenn sich der Stoff mit seinem gesättigten Dampf im Gleichgewicht befindet, muß die Anzahl von Molekülen, die in jeder Sekunde von Flüssigkeit in Dampfzustand übergeht, der Anzahl von Molekülen gleich sein, die in jeder Sekunde von Dampf- in Flüssigkeitszustand übergeht.

Ist die mittlere Geschwindigkeit der Dampf-moleküle bei der vorhandenen Temperatur \bar{c} , und finden sich in jedem Kubikzentimeter des Dampf-raumes N Moleküle, so wird jeder Quadrat-zentimeter der Oberfläche in jeder Sekunde von $\frac{1}{4} N \bar{c}$ Molekülen getroffen. Wenn alle diese Moleküle von Dampf- in Flüssigkeitszustand übergehen, werden ebenso viele die entgegengesetzte Umwandlung durchmachen, und hat jedes Molekül die Masse m , so ist die Verdampfungs-geschwindigkeit G also bestimmt durch

$$(1) \quad G = \frac{1}{4} N m \bar{c} = 43,75 \cdot 10^{-6} \sqrt{\frac{M}{\theta}} p,$$

wo M das Molekulargewicht des Stoffes, θ dessen absolute Temperatur und p dessen in Dyn/cm² gemessenen Dampfdruck bei der Temperatur θ bezeichnen.

Die derart bestimmte Verdampfungsgeschwindigkeit ist annehmbar als die größtmöglichste zu betrachten; ob sie aber verwirklicht werden kann, ist bis auf weiteres eine offene Frage, denn man kann nicht a priori wissen, ob alle $\frac{1}{4} N \bar{c}$ Moleküle, die eine Flächeneinheit treffen, auch bei dem Stoß die Zustandsform verändern. A priori könnte man wohl geneigt sein, anzunehmen, daß ein Teil der stoßenden Moleküle zurückgeworfen werden, ebenso wie ein Dampfmolekül von einem anderen zurückgeworfen wird, und in dem Falle kann man einer geringeren Verdampfungsgeschwindigkeit als der oben berechneten gewärtig sein. Das Verhältnis zwischen der zurückgeworfenen und der einfallenden Anzahl Moleküle wird somit für die Verdampfungsgeschwindigkeit Bedeutung haben und wird dadurch auch für gewisse Dampfdruckmessungen Bedeutung bekommen können.

Das Verhältnis α zwischen einer tatsächlich beobachteten Verdampfungsgeschwindigkeit und der aus obiger Formel berechneten maximalen Verdampfungsgeschwindigkeit wird als der Verdampfungskoeffizient bezeichnet, und es war meine Aufgabe, diese Größe bei Quecksilber zu bestimmen.

Das Resultat der Untersuchungen ist, daß der Verdampfungskoeffizient α sich in sehr hohem Grade nach der Beschaffenheit der Quecksilberoberfläche richtet, und daß er bei vollständig reiner Quecksilberoberfläche 1 sein kann. In diesem Falle verdampft das Quecksilber also von der Oberfläche aus nach dem Gesetz der molekularen Effusion durch eine Öffnung von der Größe der Oberfläche.

Die experimentelle Untersuchung.

Es wurde zuerst folgender Versuch ausgeführt. Ein Quecksilberthermometer wurde in einem kleinen eisernen Klotz angebracht, der mit einem senkrechtstehenden zylindrischen Stift von 2,5 mm Durchmesser versehen war. Die obere Endfläche des Stiftes war schalenförmig und trug einen Quecksilbertropfen, der mit dem Mikroskop durch ein plan-

paralleles Fenster an dem Glasgefäß, in dem das Ganze angebracht war, beobachtet werden konnte. Das Glasgefäß wurde ausgepumpt, eine Seitenröhre davon in flüssiger Luft angebracht und der Durchmesser des Tropfens durch Mikroskop mit Okularmikrometer bestimmt. Er ergab sich als 2,6 mm. Der Tropfen wurde im Laufe von 26 Stunden häufig beobachtet, was das überraschende Resultat ergab, daß die Größe des Tropfens im Laufe dieser Zeit nicht merkbar abnahm, trotzdem man eine etwaige Veränderung des Diameters um 0,008 mm erkennen konnte. Die Veränderung des Halbmessers des Tropfens war also kleiner als 0,0015 mm. Die Quecksilbermasse, die im Laufe einer Sekunde von jedem Quadratcentimeter der Oberfläche des Tropfens verdampft ist, läßt sich hieraus kleiner als $2,18 \cdot 10^{-8}$ g berechnen.

Um den Verdampfungskoeffizienten α zu finden, berechnen wir die maximale Verdampfungsgeschwindigkeit aus der Formel (1). Die Temperatur des Quecksilbertropfens betrug $15,8^\circ$, was dem Dampfdruck $p = 1,086$ Dyn/qcm entspricht.¹⁾ Werden diese Werte nebst dem Molekulargewicht $M = 200$ in die Formel eingesetzt, so ergibt sich die maximale Verdampfungsgeschwindigkeit des Tropfens als $3953 \cdot 10^{-8}$.

Dies ergibt, daß in dem hier untersuchten Falle der Verdampfungskoeffizient kleiner war als $\frac{1}{2000}$.

Nachdem der Tropfen aus dem Glasgefäß herausgenommen worden war, schien die Oberfläche schwach bräunlich, und ich stellte mir nun die Möglichkeit vor, daß der sehr kleine Verdampfungskoeffizient davon herrühren könnte, daß die Quecksilberoberfläche verunreinigt worden war. Da ich mir dachte, daß eine solche Verunreinigung von dem Dampf von dem Verkittungsmittel herrühren könnte, womit das plane Fenster am Glasgefäß befestigt war, stellte ich unter ganz anderen Versuchsbedingungen einen neuen Versuch an.

Es wurde in zwei kleinen zylindrischen eisernen Gefäßen von 2 cm Durchmesser und 2 cm Höhe Quecksilber angebracht. Die Gefäße waren mit eisernen Deckeln versehen. An jedem Deckel war eine zirkuläre Öffnung von 4 mm Durchmesser ausgebohrt, und die Ränder dieser Öffnungen waren ganz scharf hergestellt. In dem einen eisernen Gefäß be-

1) Martin Knudsen, Ann. d. Phys. 29. p. 193. 1909.

deckte das Quecksilber nur den Boden, während das Quecksilber in dem anderen Gefäß bis an den Deckel reichte und nur an der Öffnung des Deckels eine freie Oberfläche darbot. Es wurde dafür gesorgt, daß diese Oberfläche plan war, und die Gefäße und das Quecksilber wurden sorgfältig gereinigt, so daß die Quecksilberoberflächen ganz blank waren. Die beiden eisernen

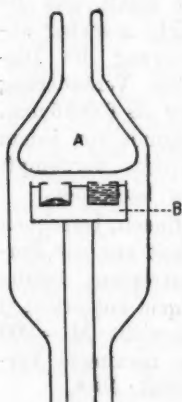


Fig. 1.

Gefäße wurden dicht nebeneinander in einem Kupferblock befestigt und das Ganze in einem Glasgefäß der in Fig. 1 dargestellten Form angebracht. Das Glasgefäß konnte evakuiert werden, und in den Behälter A wurde flüssige Luft getan, so daß die Quecksilberdämpfe sich am Boden von A verdichteten, indem die eisernen Gefäße bei B angebracht waren. Die verdampfte Quecksilbermenge wurde mittelst der Gewichtsverluste der eisernen Gefäße bestimmt. Bei einem 50 Minuten dauernden Versuch verdampften 9,5 mg Quecksilber aus dem Gefäß, in dem das Quecksilber nicht bis an den Deckel reichte, während aus dem anderen Gefäß mit der freien

Quecksilberoberfläche an der Öffnung des Deckels nur 1,1 mg verdampfte. Das Verhältnis zwischen diesen Mengen ergibt annäherungsweise den Verdampfkoeffizienten α der freien Quecksilberoberfläche. α ergibt sich also hier als ca. $\frac{1}{9}$.

Aus diesen Versuchen, von denen der eine α als kleiner als $\frac{1}{2000}$ und der andere α als ca. $\frac{1}{9}$ ergab, ersieht man, daß die Oberflächenbeschaffenheit für den Verdampfkoeffizienten eine entscheidende Rolle spielt. Bei dem letzten Versuch war nach Beendigung des Versuches nicht die geringste Verunreinigung des Quecksilbers zu sehen; ich fühlte mich aber doch nicht davon vergewissert, daß der gefundene Wert $\frac{1}{9}$ wirklich als maßgebend für den Verdampfkoeffizienten bei vollständig reiner Quecksilberoberfläche betrachtet werden kann. Um die maßgebende Größe zu finden, stellte ich folgenden Versuch an, bei dem die Verdampfung von einem Quecksilbertropfen aus stattfand, der jede vierte Sekunde erneuert wurde.

Der Quecksilbertropfen wurde an der Mündung einer senkrecht gestellten Glasröhre gebildet. Wie Fig. 2 zeigt, war die Röhrenmündung etwas enger als die Röhrenweite über der Mündung, wodurch man erzielt, daß die Quecksilbersäule, wenn der Tropfen fällt, immer außerhalb der Röhrenmündung unterbrochen wird. Die Röhrenmündung maß 1,7 mm im Durchmesser. Über der Erweiterung an der Röhrenmündung war die kapillare Glasröhre noch derart verengert, daß die



Fig. 2.

Zuströmung des Quecksilbers bei einer Druckhöhe von ca. 15 cm Quecksilberdruck mit angemessener Geschwindigkeit geschah. Über der Kapillarröhre war eine Erweiterung von ca. 10 cm³ Raumgehalt. Über diesem Quecksilberbehälter verengerte sich das Glas wieder zu einer 10 cm langen Röhre mit 2,4 mm

Durchmesser. Der Widerstand gegen die molekulare Strömung der Quecksilberdämpfe durch diese Röhre war so groß, daß die durch die Röhre verdampfende Quecksilbermasse als verschwindend klein betrachtet werden kann im Vergleich mit

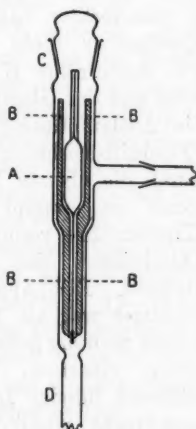


Fig. 3.

der vom Tropfen aus verdampfenden Menge. Die Glasröhre mit Erweiterung bildet also eine Pipette *A* (Fig. 3), und um die Temperatur der Quecksilbertropfen zu bestimmen, wurde die Pipette in einer unten verengerten Kupferröhre *B* angebracht. Das untere verengerte Ende der Kupferröhre hatte eine Wandstärke von 3 mm und eine Länge von 8,4 cm, und um eine gute Wärmeleitung zwischen dem Kupfer und dem Quecksilber herzustellen, war der Raum zwischen dem Kupfer und der Pipette mit Woods Legierung vollgegossen. Am Kupfer war außerdem ein Quecksilberthermometer angebracht, dessen Behälter gleichfalls durch Festgießung mit Woods Legierung leitend mit dem Kupfer verbunden war. Nach der Festgießung wurde die Korrektur am Thermometer bestimmt.

Die Kupferröhre wurde im Glasapparat *CD* angebracht, der mit der Molekularluftpumpe und einem absoluten Manometer durch eine Seitenröhre verbunden werden konnte, die mit Schliff versehen war, so daß der ganze Glasapparat mit Pipette derart Stellung ändern konnte, daß er bei einem Versuch aus wagerechter Lage in senkrechte Stellung übergehen konnte.

Der Versuch wurde in der Weise ausgeführt, daß ca. 6 ccm destilliertes Quecksilber in die Glaspipette aufgesogen wurden; diese wurde darauf nebst ihrer Quecksilberröhre gewogen und in wagerechter Lage im Glasapparat angebracht, so daß das Quecksilber nicht aus der Pipette hinausströmen konnte. Die Schliffrohre *E* wurde mit der Pumpe in Verbindung gesetzt und der Glasapparat in schräger Stellung gehalten, indem die Auslauföffnung der Pipette etwas niedriger lag als der Quecksilberbehälter der Pipette, so daß das Gas in der Pipette durch die oberste Röhre der Pipette freie Passage hatte und somit ausgepumpt werden konnte. Die Verengung der Kapillarröhre verhinderte durch die Oberflächenspannung des Quecksilbers, daß dieses während des Auspumpens herausströmte. Der Apparat wurde ausgepumpt, bis der Druck niedriger war als 1 Dyn/qcm, worauf der Apparat in senkrechte Stellung gedreht wurde und die Ausströmung des Quecksilbers einsetzte. Die Quecksilbertropfen wurden gezählt, während flüssige Luft um das untere Ende der Glasröhre *D* angebracht wurde. Nachdem dieses Röhrenende mit dem Quecksilber, das darin hinabgefallen war, vollständig abgekühlt worden war, wurde die flüssige Luft ganz um die Röhre *D* aufgeschoben, so daß die Oberfläche der flüssigen Luft ca. 3 cm höher stand als bei der Ausströmungsöffnung der Pipette. Der Zeitpunkt, wo die flüssige Luft das Glas eben vor der Stelle berührt, wo sich die Tropfen bilden, wurde aufnotiert.

Von der Oberfläche der Tropfen aus findet nun eine Verdampfung statt, solange der Versuch dauert, und der Dampf verdichtet sich an den Wänden der abgekühlten Glasröhre, wo sich im Laufe von äußerst kurzer Zeit ein undurchsichtiger und spiegelnder Belag bildet. Nachdem die Quecksilberausströmung 18 Minuten gedauert hatte, wurde die Verdichtung der Quecksilberdämpfe an der Glaswand direkt bei dem Tropfen zum Aufhören gebracht, indem der Apparat plötzlich mit atmosphärischer Luft gefüllt wurde. Der Zeitpunkt dieser Fül-

lung wurde notiert, der Glasschliff *C* entfernt und durch Saugen durch die obere Röhre der Pipette die Quecksilberausströmung zum Aufhören gebracht. Der Zeitpunkt hiervon wurde notiert. Der Glasapparat wurde in wagerechte Stellung gebracht, die Pipette mit Kupferröhre und Rest des Quecksilberinhaltes gewogen, so daß das Gewicht der ausströmenden Quecksilbermenge bestimmt wird. Die Wägungen wurden durch die Wägung des Quecksilbers in der Röhre *D* kontrolliert.

Die Röhre *D* hatte eine Verengung direkt unter der Ausströmungsöffnung der Pipette. Ihre lichte Weite betrug 12 mm und ihre Länge 30 cm. Diese bedeutende Länge ergab sich als notwendig, um zu verhindern, daß das Quecksilber, wenn die fallenden Tropfen das gefrorene Quecksilber trafen, bis zur Ausströmungsspitze emporspritzte. Übrigens bildete das gefrorene Quecksilber eine auf dem Boden des Glases freistehende Säule, die während des Versuches bis zu 6–8 cm Höhe heranwuchs. Dieses schnelle Gefrieren zeigt, daß die Quecksilbertropfen kaum merkbare Mengen von Dampf ausströmen können, nachdem sie auf das gefrorene Quecksilber gefallen sind. Nach Beendigung des Versuches war die Röhre *D* dann auch an dem unteren Ende ganz durchsichtig. 12–13 cm von der Ausströmungsöffnung der Pipette war kein Quecksilberbelag ersichtlich. Wenn der Quecksilberbelag schmilzt, wird das Glas übrigens überall durchsichtig, indem der zusammenhängende, spiegelblanke Belag sich in Tropfen auflöst.

Die an der Röhre als Belag sitzende Quecksilbermenge wurde in folgender Weise bestimmt: 12 cm unter der Stelle, wo die Auslauföffnung der Pipette gewesen war, wurde die Glasröhre *D* durchgeschnitten. Ein kleiner Quecksilbertropfen wurde gewogen und im Apparat angebracht, wo ich ihn in der Röhre herumlaufen ließ, so daß er den Quecksilberbelag an den untersten 2,5 cm der Röhre aufsamelte. Die Gewichtsvermehrung des Tropfens ergab sich als 0,02 mg. Der Quecksilberbelag an den nächsten 5 cm der Röhre gab dem Tropfen eine Gewichtsvermehrung von 0,22 mg, die nächsten 2,5 cm ergaben 2,05 und der Rest der Röhre von ca. 3 cm eine Vermehrung von 5,19 mg. Das Gewicht des ganzen Quecksilberbelages war also

7,48 mg.

Um den Verdampfkoeffizienten α zu finden, muß man die in dieser Weise gefundene Quecksilbermasse durch

die Masse dividieren, welche nach dem Gesetz der molekularen Effusion durch die Tropfenoberfläche ausströmt.

Die Quecksilbermasse dG , die im Laufe der Zeit dt bei der absoluten Temperatur ϑ durch eine Öffnung von A qcm hinausströmt, ist also gegeben durch

$$dG = 43,75 \cdot 10^{-6} \sqrt{\frac{M}{\vartheta}} p A dt,$$

wo p den Druck gesättigter Quecksilberdämpfe bei der Temperatur des Tropfens bezeichnet.

Während der Tropfen an der Ausflußöffnung der Pipette hängt, wird er durch Verdampfung und Ausstrahlung an der abgekühlten Glaswand etwas abgekühlt. Der mittlere Wert der Temperatur des Tropfens muß also etwas niedriger sein als der des Kupferzylinders, dessen Temperatur während des Versuches mehrmals abgelesen wurde. Die mittlere Temperatur des Kupferzylinders ergab sich als $20,05^\circ$, und sein Temperaturfall während des ganzen Versuches betrug $0,10^\circ$. Um hieraus die Temperatur des Tropfens zu bestimmen, wurde ein besonderer Versuch angestellt, indem ein dünner Kupferdraht ans unterste Ende der Kupferröhre gelötet wurde. Die Spitze des Kupferdrahtes wurde in die Ausströmungsöffnung der Pipette und ein anderer Kupferdraht durch das oberste Rohr der Pipette in den Quecksilberbehälter der Pipette eingeführt. Der Apparat wurde an seinen Platz gestellt und ausgepumpt, worauf die Röhre D mit flüssiger Luft umgeben wurde. Der Temperaturunterschied zwischen dem Quecksilber im Behälter der Pipette und dem Quecksilber der Tropfen wurde nun mittels des gebildeten Thermoelementes Cu, Hg, Cu als $0,60^\circ$ bestimmt, so daß die Temperatur des Tropfens gleich $19,45^\circ$ gesetzt wurde. Bei dieser Temperatur ist der Druck gesättigter Quecksilberdämpfe p infolge meiner früheren Bestimmungen $p = 1,508$ Dyn/qcm. In der Formel von dG wird $M = 200$ gesetzt, und werden außerdem die gefundenen Werte von ϑ und p eingeführt, so hat man

$$dG = 54,52 \cdot 10^{-6} A dt$$

woraus die ganze verdampfte Quecksilbermenge G berechnet wird als

$$G = 54,52 \cdot 10^{-6} \int A dt,$$

wo die Integration auf die ganze Zeitdauer des Versuches aus-

gedehnt wird. Beträgt die ganze Dauer der Verdampfung t Sekunden, so kann man

$$\int A dt = A_1 t + A_2 \cdot t_2 \cdot n$$

setzen, wo A_1 den mittleren Wert des Oberflächenareals des hängenden Tropfens und A_2 den mittleren Wert des Oberflächenareals der Tropfen während ihres freien Falles bezeichnen; t_2 ist die Zeit, die ein Tropfen gebraucht, um 12 cm zu fallen, und n bezeichnet die Anzahl der fallenden Tropfen. Die Zeit, welche von dem Augenblick an, wo die flüssige Luft die Ausströmungsöffnung umgab, bis zum Vollsein des Apparates mit atmosphärischer Luft verfloß, betrug 957 Sekunden. Die Zeit, welche von dem Vollsein des Apparates mit atmosphärischer Luft bis zum Aufhören der Ausströmung verfloß betrug nur 16 Sekunden, und im Laufe dieser kurzen Zeit kann annehmbar keine merkbare Dampfmenge vom Tropfen durch die Gasschicht bis an die kalte Glaswand vorgedrungen sein. Wenn die flüssige Luft um die Glasröhre angebracht wird, findet eine so lebhafte Verdampfung der Luft statt, daß es einige Zeit dauert, bevor die Röhre soviel abgekühlt wird, daß sich merkbare Dampfmenngen daran verdichten. Mittels einer Glasröhre von derselben Dimension wie bei der zum Apparat benutzten und einer inwendig in der Röhre festgelöteten Lötungsstelle eines Thermoelements ergab sich, daß die Zeit, die verbraucht wird, um die inwendige Glaswand um 10° abzukühlen, wenn die Röhre in flüssige Luft gesetzt wird, 5 Sekunden beträgt. Eine Korrektion hierfür ergibt, daß die Verdichtungszeit $t = 952$ Sekunden ist. Obgleich die angewandte Korrektion recht willkürlich ist, sieht man doch, daß der Zeitbestimmung kaum ein Fehler von 1 Proz. anhaften kann.

Während des ganzen Versuches betrug die ausgeströmte Quecksilbermasse 42,66 g, und da die Ausströmung 1056 Sekunden dauerte, beträgt die in jeder Sekunde ausgeströmte Quecksilbermasse durchschnittlich 0,04040 g. Um zu finden, wie lange ein Tropfen durchschnittlich an der Auslauföffnung der Pipette hängt, wurde ein besonderer Versuch angestellt, der sich nur dadurch von dem eigentlichen Versuch unterscheidet, daß die Glasröhre D nicht abgekühlt wurde. Man konnte nun den Zeitpunkt des Falles von jedem zehnten Tropfen

notieren und aus der in der Weise gebildeten Beobachtungsreihe finden, daß bei den in dem eigentlichen Versuch angewandten Druckhöhen ein Tropfen durchschnittlich 3,991 Sekunden hängt, und sein Gewicht beträgt somit, wenn er fällt, 0,1612 g. Nimmt man an, daß der Tropfen während des Falles kugelförmig ist, so ist seine Oberfläche $A_2 = 0,2535$ qcm. Die Zeit t_2 , die der Tropfen gebraucht, um 12 cm zu fallen, wird berechnet als $t_2 = 0,1564$ Sekunden, und die Anzahl n von fallenden Tropfen in der Verdampfungszeit ist $n = t/3,991$.

Hieraus findet man

$$\int A dt = t(A_1 + 0,00993).$$

Um A_1 , den mittleren Wert des Oberflächenareals des hängenden Tropfens zu finden, wurde die Pipette mit Kupferröhre in freier Luft angebracht und eine kinematographische Aufnahme des Ausströmungsprozesses gemacht. Von einem einzelnen Tropfen wurden 72 Bilder genommen, so daß das Zeitintervall zwischen zwei aufeinander folgenden Aufnahmen 0,055 Sekunden betrug. Fig. 4 veranschaulicht drei aufeinander folgende Bilder. Das oberste stellt den voll entwickelten Tropfen mit einem zylindrischen Teil oben dar. An dem nächsten Bild sieht man die Verengung des Tropfens oben und den Anfang des nächsten Tropfens in dem

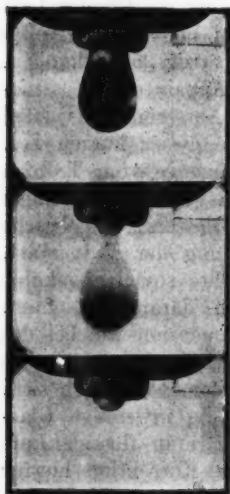


Fig. 4.

ersten Entwicklungsstadium. Das unterste Bild zeigt endlich diese Entwicklungsstufe. Der Film wurde auf quadriertes Papier projiziert und der Tropfen in verschiedenen Entwicklungsstadien gezeichnet, indem die Vergrößerung dadurch bestimmt wurde, daß ein Millimetermaßstab zugleich mit dem Tropfen photographiert worden war. Durch Messungen an der Zeichnung wurden Rauminhalt und Oberfläche des Tropfens in den verschiedenen Stadien bestimmt, und dadurch wurde gefunden, daß der Raumgehalt linear mit der Zeit wächst, was wegen der Ausströmung bei konstantem oder fast konstantem Druck zu erwarten war. Sieben Messungen der Größe der

Oberflächen bei gleichgroßen Zeitintervallen ergaben folgende Werte:

		Oberflächenareal A in Quadratcentimeter		
		Gemessener Wert	Diff. $\cdot 10^4$	Korrigierter Wert
Bild	1	0,0295	475	0,0283
„	12	0,0770	405	0,0734
„	24	0,1175	396	0,1114
„	36	0,1571	398	0,1493
„	48	0,1969	369	0,1860
„	60	0,2338	417	0,2218
„	72	0,2755		0,2635

Aus den in der Tabelle angeführten Oberflächenzuwüchsen sieht man, daß die Größe der Oberfläche sehr nahezu der Zeit proportional wächst. Es zeigt sich also, daß der Tropfen zu jeder Zeit eine solche Oberfläche haben muß, daß das Oberflächenareal annäherungsweise gleichmäßig mit der Zeit sowie mit dem Rauminhalt wächst.

Die gemessenen Oberflächenareale mußten indessen folgenden Umstandes wegen korrigiert werden. Wie wir späterhin sehen werden, kann man mit großer Annäherung annehmen, daß ein Quecksilbermolekül, das eine reine Quecksilberoberfläche trifft, nicht zurückgeworfen, sondern in dem flüssigen Quecksilber aufgenommen werden wird, und aus den Photographien sieht man, daß ein Teil der Quecksilbermoleküle, die von der Oberfläche des Tropfens ausgehen, die Spitze des die Auslauföffnung bildenden Glases und die Spitze der Kupferröhre treffen wird, und ein Teil dieser Moleküle wird wieder zum Tropfen zurückkehren. Unter gewissen simplifizierten Voraussetzungen und unter Anwendung des cos. Gesetzes für Aussendung und Zurückwerfung wurde für jede der Tropfenoberflächen eine Korrektur berechnet. Die Korrektur betrug 5–6 Proz. für die großen Tropfen und etwas weniger für die ganz kleinen, und es haftet ihr kaum eine größere Unsicherheit als 1 Proz. an. Nachdem diese Korrekturen angebracht worden waren, wurden die in der Tabelle aufgeführten korrigierten Werte gefunden, woraus der mittlere Wert des Oberflächenareals der Tropfen als $A_1 = 0,1405$ qcm ermittelt wurde. Wird dieser Wert nebst dem Werte $t = 952$ eingeführt, so findet man

$$\int A dt = 143,2 \text{ qcm sec.}$$

Hieraus erhält man wiederum durch Einführung in Formel (1)

berechneter Wert von $G = 7,81$ mg,

beobachteter Wert von $G = 7,48$ mg.

Daraus sieht man, daß der Unterschied zwischen der durch die Wägung gefundenen Verdampfung innerhalb der Versuchsgenauigkeit als gleich der Verdampfung unter der Voraussetzung gefunden ist, daß diese nach dem Gesetze der molekularen Effusion durch eine Öffnung von der Größe der Quecksilberoberfläche vor sich geht. Es ist also bei diesem Versuch gelungen, eine so reine Quecksilberoberfläche herzustellen, daß jedes Quecksilbermolekül, welches von den Umgebungen kommt und die Oberfläche trifft, diese durchdringen und in der flüssigen Quecksilbermasse aufgenommen werden wird, so daß kein Quecksilbermolekül zurückgeworfen wird. Andererseits zeigen die zuerst erwähnten Versuche, daß auch ein äußerst geringer Grad von Verunreinigung genügen wird, um dieses Verhältnis ganz zu verändern, so daß die Oberfläche ganz oder teilweise undurchdringbar wird für Moleküle, welche die Oberfläche von innen oder von außen zu durchbrechen suchen.

Ich bitte die Direktion des Carlsberg Fond meinen Dank für die mir zur Ausführung der Arbeit bewilligten Mittel zu empfangen, und gleichfalls bin ich Herrn stud. mag. Viggo Andersen für seine wertvolle Beihilfe zu Dank verpflichtet.

(Eingegangen 24. Juni 1915.)

zeit.

for-

rech

er-

for-

der

der

em

er-

len

ch-

nen

fen

he,

ge-

laß

für

Ben

ank

zu

go

et.